# DIE LEHRE

VOM

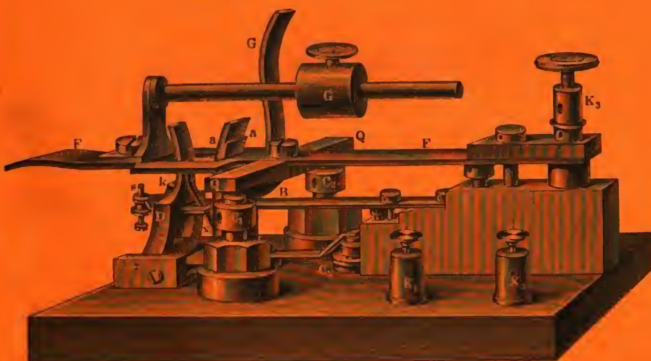
# GALVANISMUS

UND

# ELEKTROMAGNETISMUS

VON

GUSTAV WIEDEMANN.




ZWEITER BAND.

## WIRKUNGEN DES GALVANISCHEN STROMES IN DIE FERNE.

---

**ZWEITE ABTHEILUNG:**

INDUCTION UND SCHLUSSCAPITEL.

---

**ZWEITE AUFLAGE.**

---

MIT ZAHLREICHEN HOLZSTICHEN.

---

BRAUNSCHWEIG,

DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN.

1874.

# ANKÜNDIGUNG.

Die Leistungen auf dem Gebiete der galvanischen Elektricität zu sichten und als geordnetes Ganzes darzustellen, ist der Zweck dieses, in zweiter neu bearbeiteter und vermehrter Auflage nunmehr vollständig erschienenen Werkes.

Nach dem Plan, welcher bei der Bearbeitung desselben befolgt wurde, sind zuerst mit möglichster Uebersichtlichkeit die in den verschiedenen Theilen der galvanischen Lehre gewonnenen Resultate kritisch besprochen worden. Die Theorie ist dabei jedesmal insoweit berührt worden, als sie zur Erklärung der unmittelbar vorliegenden Thatsachen dient. Am Schlusse des Werkes wird die Zurückführung der verschiedenen Wirkungen des galvanischen Stromes auf gemeinsames Maass, so wie die bei denselben gethane Arbeit erörtert. Hieran reiht sich endlich die allgemeine theoretische Behandlung der Bildung des Stromes durch die Bewegung der Elektricitäten und die Zurückführung seiner Wirkungen auf die der letzteren.

Bei der Bearbeitung der zweiten Auflage des Werkes sind die seit Vollendung der ersten Auflage eingetretenen Fortschritte der Wissenschaft möglichst vollständig berücksichtigt worden. Diese Fortschritte, im Verein mit dem Ueberblick über das schon in der ersten Auflage übersichtlich geordnete wissenschaftliche Material, gestatteten dem Verfasser zu versuchen, die allgemeineren Gesichtspunkte noch mehr als früher in den Vordergrund treten zu lassen.

Das Werk umfasst zwei Bände, von denen der zweite, seines bedeutenden Umfanges wegen, in zwei Abtheilungen zerfällt.

Holzstiche
aus dem xylographischen Atelier
von Friedrich Vieweg und Sohn
in Braunschweig.

Papier
aus der mechanischen Papier-Fabrik
der Gebrüder Vieweg zu Wendhausen
bei Braunschweig.

# DIE LEHRE

VOM

# GALVANISMUS

UND

# ELEKTROMAGNETISMUS

VON

GUSTAV WIEDEMANN.

---

ZWEITER BAND.

ELEKTRODYNAMIK, ELEKTROMAGNETISMUS, DIAMAGNETISMUS, INDUCTION UND SCHLUSSCAPITEL.

---

**ZWEITE**

**NEU BEARBEITETE UND VERMEHRTE AUFLAGE.**

---

MIT ZAHLREICHEN HOLZSTICHEN.

---

BRAUNSCHWEIG,

DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN.

1874.

DIE LEHRE

VON DEN

# WIRKUNGEN

DES

# GALVANISCHEN STROMES

IN

# DIE FERNE.

VON

GUSTAV WIEDEMANN.



---

ZWEITE
NEU BEARBEITETE UND VERMEHRTE AUFLAGE.

---

## ZWEITE ABTHEILUNG:
## INDUCTION UND SCHLUSSCAPITEL.

---

MIT 482 IN DEN TEXT EINGEDRUCKTEN HOLZSTICHEN.

---

BRAUNSCHWEIG,
DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN.
1874.

# VORWORT.

Die Leistungen auf dem Gebiete der galvanischen Elektricität zu sichten und nach dem gegenwärtigen Stande unseres Wissens als geordnetes Ganzes darzustellen, ist der Zweck dieses, nunmehr in zweiter umgearbeiteter und vermehrter Auflage erschienenen Werkes.

Bei der Bearbeitung desselben wurde im Allgemeinen der gleiche Plan befolgt, wie in der ersten Auflage. Mit möglichster Uebersichtlichkeit wurden zuerst die in den verschiedenen Theilen der galvanischen Lehre angestellten Versuche kritisch besprochen und denselben in jedem einzelnen Capitel die theoretischen Betrachtungen beigefügt, welche zunächst zur Erklärung der unmittelbar vorliegenden Thatsachen dienen. So sind nach einander im ersten Theile behandelt worden: die Gesetze der Elektricitätserregung bei der Berührung heterogener Körper, das Ohm'sche Gesetz mit seinen Folgerungen, die Bestimmung des Leitungswiderstandes und der elektromotorischen Kraft, die wichtigsten Einrichtungen der galvanischen Säulen, endlich die Elektrochemie und die Beziehungen des galvanischen Stromes zur Wärme.

Im zweiten Theile folgen die sogenannten Fernewirkungen des Stromes, die Elektrodynamik, der Elektromagnetismus und Diamagnetismus, die elektromagnetische Drehung der Polarisationsebene und die Induction. — In einem besonderen Abschnitt wird

sodann die Messung des Stromes und seiner Wirkungen nach gemeinschaftlichen und absoluten Maassen und darauf die in seinem Schliessungskreise gethane Arbeit behandelt. Es konnte auf diese Weise eine Reihe von Untersuchungen über die Beziehungen zwischen den elektrischen Vorgängen im Strome und seinen Kraftäusserungen im Zusammenhange besprochen werden, welche sonst in den einzelnen Theilen des Buches zerstreut worden wären. — Den Schluss macht endlich ein theoretisches Capitel über die Vorstellungen, welche man sich bisher über die Entstehung des Stromes durch die Bewegung der Elektricitäten, sowie über die Eigenschaften der letzteren gebildet hat, um damit die verschiedenen Wirkungen des Stromes zu erklären.

Nach der ganzen Anlage des Werkes wurden aus der Lehre von der Reibungselektricität nur diejenigen Gegenstände kurz erwähnt, welche sich unmittelbar an die galvanischen Erscheinungen anschliessen; ebenso wurde das Gebiet des Magnetismus nur insoweit berührt, als die Kraftäusserungen desselben durch vielfache Beziehungen auf das Innigste mit den Wirkungen des galvanischen Stromes verknüpft sind.

Ich habe mich bemüht, soweit es der sehr grosse Reichthum des vorliegenden Materials irgend gestattete, die wesentlichen Leistungen auf dem Gebiete des Galvanismus und Elektromagnetismus möglichst vollständig darzustellen. Indess lag es nicht in meinem Plane, eine ganz erschöpfende Literatur desselben zu geben. Es schien mir namentlich ungeeignet, Beobachtungen und theoretische Betrachtungen ausführlicher mitzutheilen, welche entweder als unrichtig anerkannt sind, oder die, ohne Rücksicht auf die einmal feststehenden Grundgesetze angestellt, nur specielle, die Wissenschaft wenig fördernde Resultate geliefert haben. Dennoch sind einzelne Untersuchungen, welche einen bedeutenden historischen Werth besitzen, selbst wenn ihre Ergebnisse durch spätere Forschungen eine andere Auslegung erhalten haben, wenigstens kurz berührt worden.

Sollte das vorliegende Werk nicht eine blosse Compilation des vorhandenen Materials, sondern eine selbstständige Verarbeitung desselben zu einem einheitlichen Ganzen darstellen, so bedurfte es

neben der Sichtung und Zusammenfassung der vorhandenen Leistungen noch einer Reihe von ergänzenden Untersuchungen Seitens des Verfassers. Ich habe es indess nicht für nöthig gehalten, in allen einzelnen Fällen die betreffenden Versuche und theoretischen Bemerkungen namentlich hervorzuheben. Um dagegen den Leistungen der auf dem Gebiet des Galvanismus arbeitenden Physiker möglichst gerecht zu werden, bin ich, soweit es irgend thunlich war, auf ihre Originalabhandlungen zurückgegangen und habe auch durch die Zufügung der Jahreszahlen zu den Citaten die historische Aufeinanderfolge und somit die Priorität der Forschungen festzustellen gesucht. Die von mir benutzten und verglichenen Citate sind mit einem Asterisk versehen. Der Sicherheit halber sind sie bei der Correctur noch einmal nachgeschlagen worden. Die Literatur ist durch die dem zweiten Bande beigefügten Nachträge bis zum Ende des Jahres 1873 fortgeführt.

Für die gütige Unterstützung, welche mir durch Mittheilung von Originalbeiträgen und Abhandlungen auch bei der Abfassung dieser zweiten Auflage zu Theil wurde, sage ich meinen wissenschaftlichen Freunden den verbindlichsten Dank.

Leipzig, den 2. October 1874.

G. Wiedemann.

# INHALT.

## IV. Induction.

## Schlusscapitel.

## Absolutes Maass der Constanten, Arbeitsleistungen, Theorieen über die Bildung und die Wirkungen des galvanischen Stromes.

# IV.

# INDUCTION.

Erstes Capitel.

# Erscheinungen der Induction in linearen Leitern.

## I. Grunderscheinungen der Induction.

Während bei den elektrodynamischen und elektromagnetischen Phänomenen die in den Körpern fliessenden elektrischen Massen ihre Anziehungs- und Abstossungswirkungen auf die Körper selbst übertragen und sie in Bewegung versetzen, kann umgekehrt in einem ruhenden, nicht vom Strom durchflossenen Körper eine neue Bewegung der Elektricitäten, ein galvanischer Strom erzeugt werden, wenn sich in einem ihm benachbarten Körper in irgend einer Weise die Bewegung der Elektricitäten ändert. 692

Durch eine Reihe glänzender Versuche hat Faraday [1]) mit Bestimmtheit zuerst nachgewiesen, dass bei einer jeden Veränderung der

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. I (24. Nov. 1831*); Ser. II (12. Jan. 1832*). Die früheren Versuche in diesem Gebiete sind äusserst unbestimmt. So glaubte z. B. A. von Humboldt wahrzunehmen, dass ermüdete Froschschenkel wohl durch Armirung des Nervs mit einem Stahlmagnet, nicht mit gewöhnlichem Stahl zuckten (Gereizte Muskelfaser Bd. I, S. 114. 1797*); er fand indess bei anderen Versuchen den Einfluss des Magnetismus hierbei nicht bestätigt. Aehnliche Versuche stellte Arnim (Gilb. Ann. Bd. III, S. 63. 1800*) an, indem er einen Froschnerv mit einem Eisenstück und einem Magnet berührte. Er erhielt dabei eine Zuckung; ebenso bei Berührung des Nervs und Muskels mit den ungleichnamigen Polen zweier gleicher Magnete, deren andere Pole aneinander gebracht wurden; nicht aber bei Berührung mit den gleichnamigen Polen der Magnete. Indess auch diese Versuche sind sehr unsicher. Ritter glaubte zu finden, dass zwei Eisennadeln, von denen die eine magnetisirt ist, elektromotorisch gegen einander wirken (Gereizte Muskelfaser Bd. II, S. 189. 1797*). — Einen grossen Schritt weiter thaten Ampère und de la Rive (Ann. de Chim. et de Phys. T. XXV, p. 271. 1824*; Pogg. Ann. Bd. VIII, S. 368*). Dieselben hängten einen in sich geschlossenen Kupferreifen in dem kreisförmigen Schliessungsbogen eines Stromes frei auf. Bei Annäherung eines Hufeisenmagnetes wurde je nach der Stromesrichtung der Reifen angezogen oder abgestossen. Indess verfolgten sie diesen Versuch nicht weiter. Erst Faraday kam durch ein näheres Studium des von Arago entdeckten sogenannten Rotationsmagnetismus, d. h. der Ablenkung einer Magnetnadel über einer rotirenden Metallscheibe und einer frei aufgehängten Metallmasse über einem bewegten Magnet (s. das Capitel: Induction in körperlichen Leitern) auf die richtige Erkenntniss der Inductionserscheinungen.

Lage eines von einem galvanischen Strom durchflossenen Leiters oder eines Magnetes, sowie bei jeder Aenderung der Intensität des Stromes in einem feststehenden Leiter oder der Grösse des magnetischen Momentes des Magnetes in einem dem Leiter oder Magnet benachbarten Körper ein galvanischer Strom entsteht. Diesen Strom bezeichnet man mit dem Namen inducirter Strom oder Inductionsstrom. Die bei seiner Erzeugung ausgeübte Wirkung des bewegten oder seine Intensität ändernden, primären oder inducirenden Stromes nennt man die Volta-Induction oder, wenn der inducirte Strom durch einen Magnet hervorgerufen wird, die Magneto-Induction, den inducirten Strom selbst aber im letzteren Fall einen magneto-elektrischen Strom.

Wir betrachten zuerst im Allgemeinen nach einander diese beiden Arten der Induction in ihren einfachsten Fällen, zunächst bei Anwendung linearer Leiter.

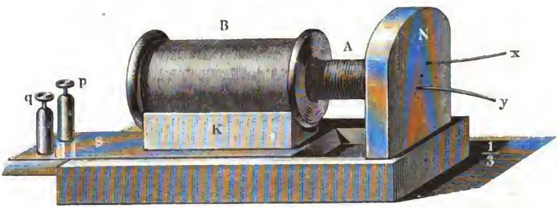
693 Verbindet man die Enden eines geradlinigen oder zickzackförmig auf einem Brett befestigten Drathes $B$ durch zwei lange, mit Seide übersponnene und umeinander gewundene Dräthe mit einem Galvanometer, legt neben jenen Drath einen ganz gleichen Drath $A$ und leitet durch denselben den Strom einer Säule, so schlägt die Nadel des Galvanometers nach der einen oder anderen Seite in dem Augenblick aus, wo man den Kreis des den Drath $A$ durchlaufenden Stromes schliesst oder öffnet. Um das Oeffnen und Schliessen des Stromes bequem vornehmen zu können, kann man sich der Thl. I, §. 80 angegebenen Vorrichtung bedienen oder auch den Leitungsdrath zwischen der Säule und dem Drath $A$ an einer Stelle unterbrechen, das eine Ende desselben direct mit einem Quecksilbernapf verbinden und in den letzteren abwechselnd das andere Ende eintauchen und aus demselben herausheben. Sowohl nach dem Schliessen, als auch nach dem Oeffnen des Stromkreises im Drath $A$ kehrt die Nadel des Galvanometers nach ihrem ersten Ausschlag in ihre Ruhelage zurück; vorausgesetzt, dass die Dräthe $A$ und $B$ so weit von dem Galvanometer entfernt sind, dass der Strom in $A$ nicht direct durch seine elektromagnetische Wirkung die Nadel desselben dauernd ablenkt. Die Richtung des Ausschlages der Nadel zeigt, dass beim Schliessen des Stromkreises in $A$ ein momentaner Strom in $B$ inducirt wird, dessen Richtung dem Strom in $A$ entgegengesetzt ist. Beim Oeffnen des Stromkreises in $A$ wird dagegen in $B$ ein dem Strom in $A$ gleichgerichteter, momentaner Strom inducirt. Man bezeichnet die beiden, so erhaltenen Inductionsströme mit dem Namen Schliessungsstrom und Oeffnungsstrom.

Statt den Strom in $A$ entstehen und vergehen zu lassen, würde es genügen, die Intensität desselben zu steigern oder zu vermindern, z. B. indem man erst durch eine Nebenschliessung bewirkt, dass nur ein Theil des Stromes der Säule durch $A$ fliesst und sodann die Nebenschliessung entfernt und später wieder einfügt. Die Induction in $B$ ist dieselbe, wie

wenn hier neben dem zuerst durch $A$ fliessenden permanenten Strom, welcher keine inducirende Wirkung ausübt, noch in $A$ ein neuer Strom entstanden und nachher wieder verschwunden wäre.

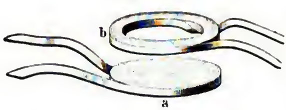
Man kann die inducirende Wirkung der Leiter wesentlich verstärken, wenn man sie in mehreren Windungen über einander legt und so auf einander wirken lässt. Zu dem Ende bedient man sich zweckmässig zweier Spiralen von übersponnenem Kupferdrath $A$ und $B$ (Fig. 266), von denen 694

Fig. 266.




die erste durch die Dräthe $x$ und $y$ mit den Poldräthen der Säule verbunden wird, die zweite $B$ durch die Klemmen $p$ und $q$ mit dem Galvanometer in Verbindung steht. Die inducirte oder Inductionsspirale $B$ (auch wohl Nebenrolle genannt) ist auf einem Schlitten s befestigt, so dass sie sich gerade über die primäre oder inducirende Spirale oder Hauptrolle $A$ hinüberschiebt. Man kann dann die Spiralen in verschiedenen Entfernungen von einander aufstellen und die Inductionsströme in $B$ untersuchen, wenn $A$ abwechselnd mit einer Säule verbunden oder die Verbindung aufgehoben wird. In diesem Fall inducirt der in jeder einzelnen Windung der inducirenden Spirale $A$ fliessende Strom in jeder Windung der Inductionsspirale $B$ einen entgegengesetzt oder gleich gerichteten Strom, und so vermehrt sich die inducirende Wirkung, abgesehen von den Nebenumständen, mit dem Product der Anzahl der Windungen auf beiden Spiralen.

Fig. 267.



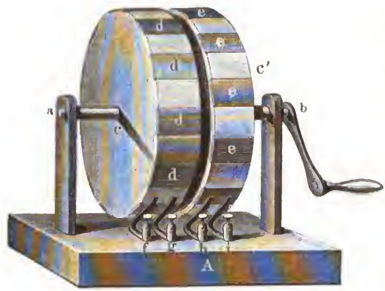

Sehr gut kann man diese Inductionserscheinungen auch an Bandspiralen[1]) (Fig. 267) beobachten, d. h. an flachen Spiralen, welche aus einem etwa 1 bis 2 Zoll breiten und 20 bis 30 Meter langen Kupferblechstreifen gewickelt sind, dessen beide Seiten mit Seidenband bedeckt werden.

[1]) Henry, Transactions Americ. Philos. Soc. Vol. VI; Pogg. Ann. Ergänz.-Bd. I, S. 282. 1842*.

695 Will man grössere Wirkungen der, beim Oeffnen und Schliessen einer Stromesleitung in einem benachbarten Leiter inducirten Oeffnungs- und Schliessungsströme erhalten, so verwendet man zweckmässig eine ganze Reihe solcher Ströme, indem man die primäre Leitung oft hinter einander öffnet und schliesst und durch eine besondere Vorrichtung in die, der Wirkung der Inductionsströme auszusetzenden Körper nur die Oeffnungs- oder nur die Schliessungsströme eintreten lässt.

Man bedient sich hierzu des **Disjunctors**, eines zuerst von Dove[1]) angegebenen Apparates. Derselbe lässt sich mit einigen Abänderungen folgendermaassen construiren: Man setzt auf die beiden Hälften einer, durch eine isolirende Schicht, z. B. von Elfenbein, in der Mitte getheilten Metallaxe *a b* (Fig. 268) zwei Metallräder *c* und *c'* auf, deren Ränder abwechselnd mit nicht leitenden Segmenten *d* und *e* von Elfenbein oder Hartgummi ausgelegt sind. Gegen die Räder schleifen die mit den gleichnamigen Klemmschrauben verbundenen Federn *f*, *g* und *h*, *i*. Die Räder *c* und *c'* können durch eine Kurbel oder durch ein besonderes Schwungrad und einen Schnurlauf mit der sie tragenden Axe in Rotation versetzt werden. Man schaltet durch die Klemmschrauben *f* und *g* das Rad *c* in einen Schliessungskreis ein, welcher eine Säule und die inducirende Spirale enthält, während das Rad *c'* durch die Klemmschrauben *h* und *i* in den Schliessungskreis der Inductionsspirale eingefügt wird.

Fig. 268.



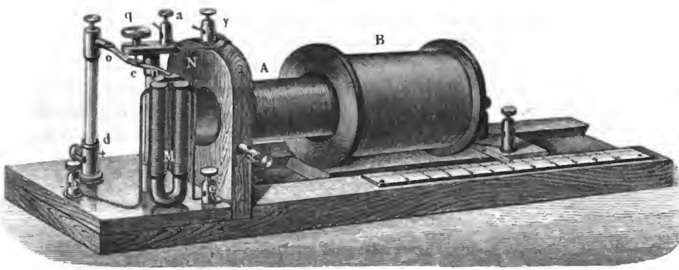

Hat man die Räder *c* und *c'* so auf die Axe aufgesetzt, dass bei ihrer Drehung die Federn *h* und *i* eher auf die Metalloberflächen des Rades *c'* treten, als die Federn *f* und *g* auf die Metalloberflächen des Rades *c*, dagegen erstere auch früher von jenen Oberflächen abgeleitet als letztere, so ist der Schliessungskreis des inducirten Stromes nur bei der Schliessung des primären Stromes geschlossen, bei der Oeffnung

[1]) Bei dem Disjunctor von Dove (Pogg. Ann. Bd. XLIII, S. 512. 1838*) waren die Räder *c* und *c'* durch weit ausgezackte, sternförmige Räder ersetzt, deren Zacken in untergestellte Quecksilberrinnen tauchten. Neben denselben waren auf die Metallaxe volle Metallräder gesetzt, deren Ränder in andere Quecksilberrinnen eingesenkt waren und durch welche die Leitung vermittelt wurde. — Statt der mit isolirenden Sectoren ausgelegten Räder des gezeichneten Apparates kann man auch gewöhnliche Zahnräder von Metall verwenden oder auch Räder von Holz, Elfenbein u. s. f., welche man dann mit Metalleinlagen *d* und *e* versieht. — Aehnliche Apparate von Wartmann, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXII, p. 5. 1848*.

desselben geöffnet; durch den Schliessungskreis des inducirten Stromes kann nur der Schliessungsstrom hindurchgehen. — Verstellt man die Räder umgekehrt so, dass die Federn *h* und *i* später auf die Metallflächen von *c'* auftreffen und abgleiten, als die Federn *f* und *g* auf die Metallflächen von *c*, so kann durch den Schliessungskreis der Inductionsspirale nur der Oeffnungsstrom hindurchgehen. — Wählt man die Metallflächen des Rades *c'* etwas breiter als die des Rades *c*, so kann man beide Räder so stellen, dass die Mitten ihrer Metallflächen einander entsprechen. Dann wird bei der Drehung der Räder der inducirte Kreis vor dem inducirenden geschlossen und nach dem Oeffnen desselben geöffnet. Dann gehen durch den ersteren sowohl die Schliessungs- wie die Oeffnungsströme hindurch.

Will man nur eine Reihe abwechselnd gerichteter Inductionsströme 696
erzeugen, so kann man das abwechselnde Oeffnen und Schliessen des inducirenden Kreises auch durch einen selbstthätigen Unterbrecher, z. B. durch ein Barlow'sches Rad (§. 151) oder den §. 152 beschriebenen Rotationsapparat von Ritchie vornehmen. Zweckmässiger benutzt man hierzu den Wagner-Neef'schen Hammer [1]), dessen sich auch E. du Bois-Reymond in seinem sehr zweckmässigen Schlittenapparat zur Erzeugung von Inductionsströmen bedient. Dieser Apparat (Fig. 269) hat im Wesentlichen die Construction des Fig. 266 gezeichneten Apparates, an

Fig. 269.




dem noch vor dem Brett *N* der Wagner'sche Hammer angebracht ist, welcher den durch die inducirende Spirale *A* geleiteten Strom unterbricht.

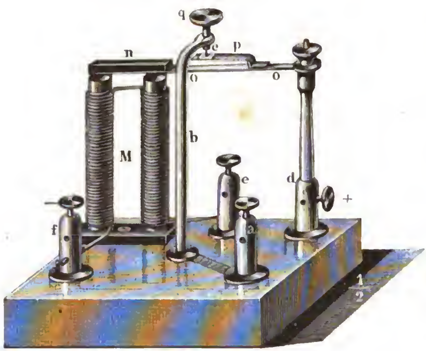
Fig. 270 (a. f. S.) giebt eine besondere Zeichnung des Wagner'schen Hammers in etwas anderer Form wie in Fig. 269. Die Buchstaben der Fig. 269 und 270 passen beide für die folgende Beschreibung desselben.

---

[1]) J. P. Wagner, Pogg. Ann. Bd. XLVI, S. 107. 1839*.

Die mit dem einen Pol einer Säule verbundene Klemmschraube *f* steht mit dem Spiraldrath eines Elektromagnetes *M* in Verbindnng, dessen anderes Ende zur Klemmschraube *e* führt. Der Elektromagnet selbst besteht aus zwei, zur Vermeidung des magnetischen Residuums, hohlen Eisenröhren, welche unten auf eine Eisenplatte aufgeschraubt und oben durch kleine, polirte Eisencylinder geschlossen sind. Ueber den Polen des Magnetes befindet sich der parallelepipedische Anker *n* von Eisen, welcher an dem einen Ende einer flachen, auf das obere Ende des Metallstabes *d* aufgeschraubten Messingfeder *o* befestigt ist.

Fig. 270.




Um die unmittelbare Berührung des Ankers mit dem Magnet zu vermeiden, bei welcher derselbe auch nach der Oeffnung des magnetisirenden Stromes an letzterem haften würde, ist der Anker *n* unterhalb mit einem Papier- oder Messingstreifen belegt. Auf der Feder *o* ist unmittelbar ein kleines Platinplättchen *c* aufgelöthet (Fig. 269) oder nach Halske[1]) eine zweite kleine Feder *p* (Fig. 270) aufgesetzt, welche das Platinplättchen *c* trägt. Dieses Plättchen drückt im Ruhezustand der Feder *o* gegen eine Platinspitze, welche an einer in das Messingstativ *b* eingeschraubten Messingschraube *q* befestigt ist. Das Stativ *b* ist mit der Klemmschraube *a* verbunden. — Zwischen den Klemmen *e* und *a* wird die inducirende Spirale *A* vermittelst ihrer Enden *x* und *y* eingefügt. — Verbindet man nun den zweiten Pol der Säule mit der Klemmschraube *d*, so fliesst der Strom von *d* durch *o*, zwischen Platte *c* und Schraube *q* hindurch über *b* und *a*, sodann durch die inducirende Spirale nach *e* und um den Magnet *M* nach *f*. Der letztere wird dadurch magnetisch und zieht den Anker *n* an. Dabei wird der Strom bei *c* unterbrochen; die Magnetisirung von *M* hört auf und das Platinplättchen *c* wird wieder gegen die Spitze *q* gedrückt u. s. w. — Die Feder *p* (Fig. 270) bewirkt hierbei, dass, wenn der Magnet *M* schon durch den seine Windungen durchfliessenden Strom magnetisirt ist, und sich der

[1]) Halske und Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCVII, S. 641. 1856*. Vergl. auch Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 366. 1855*.

Anker *n* mit der Feder *o* gegen seine Pole hinbewegt, doch noch einige Zeit durch die Federkraft von *p* der inducirende Strom zwischen der Schraube *q* und der darunter befindlichen Platinplatte *c* geschlossen bleibt und erst, wenn der Anker eine sehr grosse Geschwindigkeit erlangt hat, ganz plötzlich unterbrochen wird. Auf diese Weise geschieht die Induction in der Inductionsrolle in kürzerer Zeit, was für manche Zwecke sehr praktisch ist, z. B. wenn man durch die Inductionsströme bedeutende physiologische Wirkungen oder Funkenentladungen erhalten will. — Will man diese schnelle Oeffnung des inducirenden Stromes nicht herstellen, so kann man an dem Apparat die Feder *p* fortlassen und, wie in Fig. 269, die auf derselben angebrachte Platinplatte unterhalb der Schraube *q* direct auf die Feder *o* auflöthen. — Will man den Strom in der inducirenden Rolle öfter noch unterbrechen, als bei jeder Hin- und Herschwingung der Feder *o* des Apparates Fig. 270, oder ihn auch in abwechselnder Richtung durch die Rolle leiten, so kann man an der Feder *o* noch eine nach unten gerichtete Platinplatte anbringen, der eine zweite Platinspitze gegenüber steht, gegen welche jene Platinplatte beim Niedergang des Ankers *n* gegenschlägt [1]). Man verbindet dann die Enden der inducirenden Rolle mit *c* und *d*, die Pole der Säule mit *a* und *f* und die untere zweite Spitze, sowie die Klemmschraube *e* mit den Polen einer zweiten Säule. Je nachdem hierbei die Verbindung mit den Polen der zweiten Säule in dem einen oder anderen Sinne geschieht, wird beim Anschlagen der Feder gegen die untere Spitze der Strom in der inducirenden Spirale die gleiche oder entgegengesetzte Richtung haben wie der Strom, welcher die Spirale beim Anschlagen der Feder *p* gegen die obere Spitze *q* durchfliesst [2]).

Mittelst dieser Apparate kann man zeigen, dass die **Wirkungen der Inductionsströme dieselben sind, wie die der gewöhnlichen galvanischen Ströme.** Die Ablenkung einer Magnetnadel durch die Inductionsströme haben wir schon betrachtet. Leitet man mit Hülfe des Disjunctors, sei es nur die Oeffnungs- oder nur die Schliessungsinductionsströme durch ein Galvanometer, so erhält man eine permanente Ablenkung seiner Nadel in dem einen oder anderen Sinne. — Leitet man sowohl die Oeffnungs- als auch die Schliessungsströme durch das Galvanometer, so zeigt sich das Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung seiner Nadel (§. 247). 697

Auch die **Magnetisirung** von Eisen und Stahl kann durch Inductionsströme bewirkt werden. Leitet man z. B. nur einen einzelnen Oeffnungs- oder Schliessungsstrom durch eine Spirale, in welche man eine Stahlnadel eingelegt hat, so erhält sie je nach der Richtung jenes Stromes permanenten Magnetismus. Durch Anwendung des Disjunctors kann man

---

1) Riess, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 290. 1854*. — 2) Ein ähnlicher Apparat auch von Rijke, Pogg. Ann. Bd. XCVII, S. 69. 1856*.

leicht einen weichen Eisenstab mit Hülfe der Inductionsströme auch für längere Zeit zu einem Elektromagnet machen, indem man durch die ihn umgebende Spirale eine Reihe von Oeffnungs- oder von Schliessungsinductionsströmen leitet.

Elektrodynamische Wirkungen zeigen die Inductionsströme ebenfalls. Leitet man dieselben durch die beiden Rollen eines Bifilardynamometers, so ziehen sich dieselben an, wenn auch die Richtung der inducirten Ströme wechselt, da stets dieser Wechsel gleichzeitig in beiden Rollen des Dynamometers stattfindet. Die Ablenkung der Bifilarrolle entspricht bei gleicher Zeitdauer der Inductionsströme dem Quadrat ihrer Intensität. Es ist das Dynamometer in dieser Beziehung ein geeignetes Instrument zur Messung der Intensität jener Ströme. — Leitet man die Inductionsströme nur durch die Bifilarrolle, durch die feste Rolle aber einen constanten Strom, so müssen erstere alle gleichgerichtet sein, um eine constante Ablenkung der Bifilarrolle hervorzubringen.

Auch chemische Wirkungen vermögen die Inductionsströme hervorzubringen.

Breitet man ein mit Jodkaliumlösung getränktes Fliesspapier auf einer horizontalen Glasplatte aus und drückt auf dasselbe zwei in geeigneten Stativen (Thl. I, S. 268, Fig. 104) befestigte, verticale und vorher gut ausgeglühte Platindrähte auf, welche mit den Enden der Inductionsrolle eines Du Bois'schen Schlittenapparates verbunden sind, so genügt eine einmalige Schliessung oder Oeffnung des inducirenden Stromkreises, etwa durch einen Schlüssel (Thl. I, S. 117, Fig. 36), um sogleich einen schwarzen Jodfleck unter dem Platindrath erscheinen zu lassen, welcher für den betreffenden Inductionsstrom als positive Elektrode dient. Es bedarf nicht einmal eines Zusatzes von Stärkekleister zur Jodkaliumlösung, um diese Jodabscheidung sichtbar zu machen, die sich namentlich in durchgehendem Licht von der Hinterseite der Glasplatte gut beobachten lässt. Der Jodfleck erscheint beim Oeffnungsinductionsstrom in Folge seiner schnelleren Entwickelung (s. w. u.) rascher, als beim Schliessungsinductionsstrom. Dabei bemerkt man stets, dass auch unter der negativen Elektrode ein, wenn auch schwächerer, so doch deutlicher secundärer Jodfleck auftritt, wenn, wie gewöhnlich, der Inductionskreis nach dem Entstehen des Inductionsstromes geschlossen bleibt, und zwar namentlich deutlich bei der Schliessungsinduction stets etwas später als der primär erzeugte Jodfleck. Dass derselbe von der durch den Polarisationsstrom bedingten Zersetzung des Jodkaliums herrührt, haben wir schon Thl. I, §. 444 erwähnt.

Leitet man einen einzelnen inducirten Strom durch ein mit verdünnter Schwefelsäure gefülltes Voltameter, so kann man bei nachheriger Verbindung seiner Elektroden mit dem Galvanometer die Polarisa-

[1]) E. du Bois-Reymond, Untersuchungen über thierische Elektricität. Bd. II, Abthl. I, S. 400. 1849*; Monatsber. der Berl. Akad. 1861. Thl. I, S. 1105*.

tion derselben nachweisen. Indess ist doch die Polarisation nur gering; sehr viel bedeutender wird sie, wenn man mehrere Inductionsströme hinter einander in gleicher Richtung durch das Voltameter leitet [1]. — Leitet man die beim Oeffnen und Schliessen des primären Stromes abwechselnd gerichteten Inductionsströme durch ein Voltameter, so erscheinen die Gase Sauerstoff und Wasserstoff abwechselnd an beiden Elektroden und vereinen sich an denselben zum Theil wieder, wenn die Inductionsströme schnell auf einander folgen. Die hierbei auftretenden Erscheinungen haben wir schon Thl. I, §§. 361 und 362 näher ausgeführt. — Die specifischen Unterschiede, welche man zuweilen hierbei zwischen den Wirkungen der gewöhnlichen Hydroströme und der Inductionsströme aufstellen wollte, haben sich durchaus nicht bestätigt [2].

Lässt man eine Reihe gleich oder abwechselnd gerichteter Inductionsströme durch einen dünnen Platindrath hindurchgehen, so zeigt das Glühen desselben auch die thermische Wirkung derselben an.

Schaltet man endlich den menschlichen Körper durch zwei an den Enden der Leitung angebrachte metallene Handhaben, welche man mit den Händen ergreift, in den Schliessungskreis der Inductionsströme ein, welche z. B. durch den du Bois'schen Schlittenapparat erzeugt werden, so erhält man Erschütterungen, so dass die Inductionsströme auch physiologische Wirkungen ausüben.

Wir werden diese verschiedenen Wirkungen der Inductionsströme erst näher betrachten können, wenn wir von ihrer Zeitdauer gesprochen haben.

Ganz ähnliche Erscheinungen wie beim Entstehen und Vergehen des 698
Stromes in dem inducirenden Drath $A$ erhält man, wenn man denselben dem mit dem Galvanometer verbundenen Drath $B$ nähert oder ihn von demselben entfernt. Man kann hierbei sowohl geradlinige, als im Zickzack gebogene Dräthe, wie auch Bandspiralen verwenden oder sich zweckmässig des Fig. 266 gezeichneten Apparates bedienen, vermittelst dessen man zwei Spiralen leicht parallel ihrer Axe gegen einander verschieben kann.

Leitet man durch die inducirende Spirale $A$ einen Strom von constanter Intensität, so schlägt die Nadel des mit der Inductionsspirale $B$ verbundenen Galvanometers jedesmal aus, wenn man die Spirale $B$ an $A$ heranschiebt oder von $A$ entfernt; sie kehrt aber nach dem Aufhören dieser Bewegung sogleich in ihre Ruhelage zurück. — Die Richtung des Ausschlages ergiebt, dass der beim Nähern inducirte Strom in den dem ruhenden Drath $A$ parallel liegenden Theilen des bewegten Drathes $B$ dem inducirenden Strome entgegengesetzt gerichtet ist; dass beim Entfernen der inducirte Strom dem inducirenden gleichgerichtet ist.

---

[1] Marianini, Bibl. univ. T. LI, p. 16; Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 459. 1833*. —
[2] Lenz, Pogg. Ann. Bd. XLVIII, S. 385. 1839*.

Statt die Spirale *B* zu bewegen und *A* ruhen zu lassen, hätte man eben so gut die vom Strom durchflossene Spirale *A* an die jetzt ruhende Inductionsspirale *B* heranbringen oder von ihr entfernen können und hätte dieselben Resultate erhalten. Es kommt hierbei nur auf die relative Bewegung des inducirenden, vom Strom durchflossenen, und des inducirten Leiters an.

699 Statt bei den zuerst beschriebenen Versuchen die Leiter des inducirenden und inducirten Stromes sich selbst parallel zu verschieben, kann man auch den einen von ihnen vor dem anderen in irgend einer Weise drehen, so dass dabei, wenn beide vom Strom durchflossen wären, ihre elektrodynamische Wirkung auf einander sich änderte. Man erhält auch dann inducirte Ströme, deren Richtung sich am einfachsten durch folgenden, von Lenz[1]) ausgesprochenen Satz festhalten lässt:

Wird die relative Lage zweier Leiter *A* und *B*, von denen der erste *A* von einem Strom durchflossen ist, geändert, so wird in *B* stets ein Strom von der Richtung inducirt, dass er durch seine elektrodynamische Wirkung auf den inducirenden Strom in *A* den Leitern eine Bewegung ertheilen würde, welche der Bewegung, durch die sie die inducirende Wirkung vollbringen, gerade entgegengesetzt wäre.

Halten wir nur das Beispiel des §. 698 fest. In demselben wird in einem Drath beim Nähern eines vom Strom durchflossenen parallelen Drathes ein Strom inducirt, der dem inducirenden entgegengesetzt ist, welcher also durch seine abstossende Wirkung auf den inducirenden Strom die Leiter von einander entfernen würde. Umgekehrt wird beim Entfernen der Leiter von einander ein dem inducirenden gleichgerichteter Strom erzeugt, der also die Leiter einander nähern würde.

Dieser Satz lässt sich auch bei den folgenden Inductionserscheinungen anwenden.

Verbindet man z. B. einen kreisförmigen Leiter *a* von mehreren (etwa 20) Windungen mit den Polen einer Säule und stellt einen ganz ähnlichen zweiten kreisförmigen Leiter *b*, dessen Enden mit dem Galvanometer verbunden sind, in der Weise in ihn hinein, dass die Durchmesser beider Leiter zusammenfallen, ihre Ebenen aber einen Winkel von 90° mit einander machen, so entsteht in dem Leiter *b* jedesmal ein inducirter Strom, wenn die Leiter so gedreht werden, dass ihre Ebenen zusammenfallen. Die Richtung dieses Stromes ist der des Stromes im Leiter *a* entgegengesetzt, so dass also die elektrodynamische Wirkung zwischen dem inducirten und inducirenden Strom die einander genäherten Leiter *a* und *b* von einander entfernen würde. — Dreht man die in

[1]) Lenz, Pogg. Ann. Bd. XXXI, S. 483. 1834*. Schon früher hatte Ritchie (Phil. Mag. [3] Vol. IV, p. 11. 1834*; Pogg. Ann. Bd. XXXI, S. 203*) diese Beziehung aufgefasst, indess, wie schon Poggendorff (l. c.) bemerkt, die Bewegungsrichtungen umgekehrt angegeben.

einer Ebene befindlichen Leiter so, dass ihre Ebenen wieder einen Winkel von 90° machen, so entsteht umgekehrt ein dem inducirenden gleichgerichteter Strom im Leiter *b* [1]).

Wie durch die Annäherung und Entfernung, durch das Schliessen und Oeffnen eines Stromkreises in einem benachbarten Leiter ein Strom inducirt werden kann, können inducirte Ströme auch durch Einwirkung eines Magnetes auf einen Stromleiter entstehen. Dies hat Faraday (l. c.) zuerst gezeigt. Man kann, um die Richtung derselben zu bestimmen, stets an Stelle des Magnetes die Molekularströme setzen, welche um die einzelnen Theile des Magnetes in gewissen Richtungen circuliren. 700

Die Inductionsströme, welche in einem Leiter hervorgerufen werden, wenn in seiner Nähe plötzlich ein Magnet entsteht oder der Magnetismus desselben plötzlich wieder vernichtet wird, lassen sich z. B. in folgender Art nachweisen. Man umwindet einen als Anker eines hufeisenförmigen Stahl- oder Elektromagnetes dienenden Stab von weichem Eisen mit einer Spirale von langem, dünnem, übersponnenem Kupferdrath. Man legt die von der Ueberspinnung befreiten Enden desselben quer übereinander [2]), oder lässt noch besser das eine Ende desselben in eine kleine, schwach amalgamirte Kupferplatte endigen und stellt das andere, zugespitzte und gleichfalls amalgamirte Ende des Drathes der Spirale federnd auf die Platte auf [3]). Im Moment des Abreissens des Ankers vom Magnet vibriren die über einander gelegten Drathenden oder die Spitze und Platte; zugleich verschwindet der Magnetismus des Ankers, und es entsteht in der umgebenden Spirale ein Strom. Hierdurch springt zwischen beiden Enden der Leitung ein Funken über. — Selbstverständlich erhält man bei Anwendung natürlicher Magnete von Magneteisenstein dieselben Resultate [4]).

Verbindet man die Enden der auf den Anker gewundenen Inductionsspirale mit einem Galvanometer, so zeigt der Ausschlag seiner Nadel an, dass beim Abreissen des Ankers in der Spirale ein Inductionsstrom erzeugt wird, der den Molekularströmen des magnetischen Ankers gleichgerichtet ist. Legt man den Anker wieder an den Magnet an, so zeigt die Ablenkung der Nadel einen seinen Molekularströmen entgegengesetzt gerichteten Inductionsstrom an [5]).

Man braucht bei diesen Versuchen den Anker nicht völlig auf den Magnet aufzulegen und von ihm abzuheben; es genügt, seinen Magnetismus zu ändern, indem man ihn nur aus einiger Entfernung den Magnetpolen nähert und wieder von ihnen entfernt. — Auch könnte man den Magnet selbst mit einer Drathspirale umwickeln. Da auch in ihm beim

---

[1]) Lenz, l. c. S. 487*. — [2]) Strehlke, Pogg. Ann. Bd. XXV, S. 186. 1832*. — [3]) Faraday. Exp. Res. Vol. II, p. 169*; Pogg. Ann. Bd. XXV, S. 187. 1832*. — [4]) Forbes, Phil. Mag. [3] Vol. I, p. 49. 1832*. — [5]) Nobili und Antinori, Antologia di Firenze No. CXXXI; Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 473. 1832*.

Anlegen und Entfernen des Ankers der Magnetismus temporär sich ändert, so werden auch in diesem Fall in der Spirale inducirte Ströme erzeugt [1]).

Ebenso erhält man Inductionsströme, wenn man den mit einer Spirale umwundenen Anker auf einen Elektromagnet legt und den denselben erregenden Strom abwechselnd öffnet und schliesst. Ein mit der Spirale verbundenes Galvanometer zeigt dann die abwechselnd gerichteten Inductionsströme an. Dasselbe ergiebt sich, wenn man einen geschlossenen Eisenring an einer Stelle mit der Magnetisirungsspirale, an der diametral gegenüberliegenden Stelle mit der Inductionsspirale umgiebt [2]). — Schon durch einen einzelnen solcher Magnetoinductionsströme kann man einen weichen Eisenstab temporär magnetisiren. Legt man an einen Elektromagnet einen mit Drath umwickelten Anker und verbindet die Enden des Drathes mit einer Spirale, in der sich ein weicher Eisenstab befindet, unter welchen Eisenfeilen gestreut sind, so richten sich letztere jedesmal auf, wenn man den den Elektromagnet erregenden Strom vermittelst eines Gyrotrops umkehrt [3]).

Schaltet man in den Schliessungskreis des um einen Elektromagnet geleiteten Stromes einen Platindrath ein, der dabei dunkelrothglühend wird, so wird derselbe beim Abreissen des Ankers weissglühend; beim Auflegen aber dunkler, indem im ersten Fall der Magnetismus geschwächt, im zweiten verstärkt wird und so in der den Magnet umgebenden Spirale Ströme inducirt werden, die den Molekularströmen im Magnet oder dem magnetisirenden Strom selbst gleich oder entgegengesetzt gerichtet sind. Dasselbe geschieht, wenn der Strom noch ein in einer Spirale befindliches Eisendrathbündel umkreist und letzteres plötzlich entfernt oder wieder in die Spirale eingeführt wird [4]).

In ganz gleicher Weise erhält man in einer Spirale Inductionsströme, wenn man dieselbe über eine zweite, von einem constanten Strom durchflossene Spirale hinüberschiebt und nun in letztere einen Eisenkern einführt. Ihre Richtung entspricht ganz der oben gemachten Angabe.

Wie der Eisenkern würde, wenn auch schwächer, durch seine temporäre Magnetisirung ein Stab von Nickel oder Kobalt wirken.

Dagegen würde es sehr schwer sein, beim Einschieben diamagnetischer Metalle in die Spiralen mit Sicherheit nachzuweisen, dass die dabei entstehenden Inductionsströme durch die Aenderung des Diamagnetismus der Metalle wirklich bedingt seien. Die meisten hierauf bezüglichen Versuche ergaben nur Ströme, welche durch die Induction von Strömen in den Massen der diamagnetischen Metalle selbst und die Rückwirkung dieser Ströme auf die in der Nähe befindlichen Inductionsspiralen inducirt sind, und die eine so bedeutende Intensität im Verhältniss zu den

---

[1]) Vgl. auch Pohl, Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 495. 1832*. — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. I, §. 27 u. flgde*. — [3]) Dove, Pogg. Ann. Bd. XXIX, S. 461. 1833*. — [4]) Daniel, Compt. Rend. T. LXIX, p. 367. 1867*.

etwa durch diamagnetische Polarisirung der Metalle inducirten Strömen besitzen, dass der Einfluss der letzteren nur schwierig wahrgenommen werden kann [1]).

Dass in allen diesen Versuchen die inducirte Spirale durch eine einzige Drathwindung oder auch nur durch einen, zu derselben tangential gerichteten geraden Drath ersetzt werden kann, folgt schon aus der Analogie mit den §. 693*beschriebenen Versuchen. Nur sind die Inductionsströme meist so schwach, dass sie nur mit sehr empfindlichen Galvanometern nachzuweisen sind.

In Flüssigkeiten werden auf ganz gleiche Weise durch Magnete inducirte Ströme erzeugt, wie in metallischen Leitern. 701

So wand Faraday [2]) um einen cylindrischen Eisenstab eine Kautschukröhre von 0,25″ Durchmesser und 8,5′ Länge in zwölf Umgängen. Die Röhre wurde mit verdünnter Schwefelsäure ($^1/_3$) gefüllt. Ihre Enden wurden durch Korke verschlossen, durch welche Kupferdräthe hindurchgingen, die mit den Enden des Drathes des Galvanometers verbunden waren. Der so umwundene Eisenstab wurde als Anker auf einen Elektromagnet gelegt und der ihn erregende Strom abwechselnd geschlossen und geöffnet. Hierbei wurden in der Flüssigkeit in der Röhre Ströme inducirt, welche die gleiche Richtung hatten, wie die Inductionsströme in einem in gleichem Sinne um den Eisenstab gewundenen Drath. Die von den Enden der Röhre zum Galvanometer gehenden Dräthe waren so gestellt, dass in ihnen selbst beim Oeffnen und Schliessen des magnetisirenden Stromes keine Induction erfolgte. — Auch setzte Faraday unter einen Eisenstab, der als Anker auf einen Elektromagnet gelegt war, eine Schale voll sauren Wassers und senkte zu beiden Seiten des Stabes Platinplatten in dasselbe, welche mit dem Galvanometer verbunden waren. Hier entstand ebenfalls beim Erregen und Aufheben der Magnetisirung des Magnetes in der Flüssigkeit ein die Galvanometernadel ablenkender Inductionsstrom.

Auch wenn man nur die relative Lage eines Magnetes und eines Leiters gegen einander ändert, wird in letzterem ein Strom inducirt. 702

Schiebt man z. B. in den inneren Raum einer mit dem Galvanometer verbundenen Spirale einen Stahlmagnet mit dem einen Pol ein, so weist der Ausschlag der Nadel des Galvanometers nach, dass in der Spirale ein Strom inducirt worden ist, der den Molekularströmen des Magnetes entgegengesetzt gerichtet ist. Zieht man den Magnet plötzlich aus der Spirale heraus, so ist der Inductionsstrom jenen Molekularströmen

1) Faraday, Exp. Res. Ser. XXIII, 1850*. — 2) Faraday, Phil. Mag. [4] Vol. VII, p. 265. 1854*; Pogg. Ann. Bd. XCII, p. 299*; auch Baxter, Edinb. Journ. Vol. VI, p. 25; Fortschritte der Physik 1857, S. 394*.

gleichgerichtet. Denken wir uns daher die Drathspirale so aufgestellt, dass ihre Axe vertical ist, und schieben wir von oben her den Südpol eines Stahlmagnetes in sie hinein, so circulirt der inducirte Strom (von oben betrachtet) durch die Windungen der Spirale in der Richtung der Bewegung des Uhrzeigers. Beim Herausziehen des Südpoles circulirt der Strom in entgegengesetzter Richtung. Ersetzt man den Südpol des Magnetes durch seinen Nordpol, so kehren sich hierbei die Richtungen der inducirten Ströme um. — Würde man den Magnet ganz durch die Spirale hindurchschieben, so würde die Annäherung und Entfernung desselben in den einzelnen Windungen der Inductionsspirale gleiche und entgegengesetzt gerichtete Inductionsströme hervorrufen, deren chemische Wirkungen z. B. sich gerade aufheben würden. — Wird der Magnet langsam in die Spirale eingeschoben oder aus ihr herausgezogen, so bemerkt man keine Ablenkung der Galvanometernadel. Obgleich die gesammte inducirte elektromotorische Kraft hierbei dieselbe ist, wie beim schnellen Bewegen des Magnetes, so ist doch die Zeit, in welcher dieselbe erregt wird, gegen die Schwingungsdauer der Magnetnadel zu bedeutend, um dieselbe sichtbar zu bewegen [1]. — Wird über einen ruhenden Magnet eine Inductionsspirale geschoben, so zeigen sich die analogen Erscheinungen. Auch hier könnte man, wenn auch mit viel geringerem Erfolg, die Drathspirale durch einen zu ihr tangentialen, geraden Leiter ersetzen.

Eine sehr hübsche Art, schon durch sehr kleine Bewegungen eines Magnetes Inductionsströme zu erzeugen, ist von R. Grossmann [2]) angegeben worden. Ein $250^{mm}$ langer, $10^{mm}$ breiter und $3^{mm}$ dicker, stark magnetisirter Stahlstab wird in seiner Mitte in horizontaler Lage eingeklemmt. Unter sein eines Ende stellt man eine Inductionsspirale (z. B. die Inductionsspirale des du Bois'schen Schlittenapparates) und verbindet dieselbe mit einem Froschpräparat. Wird das andere Ende des Magnetes durch Streichen mit einem Violinbogen in Schwingungen versetzt, so werden in der Spirale abwechselnd gerichtete Ströme durch die Bewegungen des Magnetes inducirt, der Muskel des Froschpräparats geräth in Tetanus. Wird der Magnet so gestrichen, dass er in mehreren Abtheilungen schwingt und dabei höhere Töne giebt, so bleibt der Muskel in Ruhe, da die Intensität der Inductionsströme geringer ist und dieselben vielleicht auch zu schnell auf einander folgen.

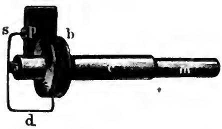
703 Auch bei diesen Versuchen kann man einen Funken durch den Inductionsstrom erhalten. Man bedient sich dazu einer kurzen, dicken, auf eine etwas längere Papprröhre *c* (Fig. 271) gewundenen Spirale *b*, deren eines Ende in einer Metallplatte *p*, deren anderes in einer auf die Platte

---

[1]) Vergl. auch Wartmann, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XIX, p. 280. 1847*. — [2]) Grossmann, Bericht über die Versammlung der Naturforscher in Wien im Jahre 1856. Wien 1858, S. 221.

aufstehenden Spitze *s* endet. In der Papprröhre befindet sich bei *a* ein Holzpflock. Wird der Magnet *m* in die Spirale schnell hineingeschoben, so stösst derselbe gegen den Holzpflock; dieser drückt gegen den Drath *ds*, und so wird im Moment der Entstehung des inducirten Stromes die Spitze von der Platte abgehoben, und ein lebhafter Funken erscheint [1]).

Fig. 271.




Verbindet man zwei parallel neben einander gestellte Spiralen so, dass ihre Windungen in entgegengesetzten Richtungen laufen, und schiebt in beide zugleich die beiden Schenkel eines hufeisenförmigen Stahlmagnetes ein, so addiren sich die in beiden Spiralen inducirten Ströme und man erhält stärkere Wirkungen, als bei Anwendung nur einer Spirale und eines geraden Magnetstabes [2]). 704

Verbindet man die Multiplicatoren zweier Galvanometer durch Leitungsdräthe und versetzt das astatische System des einen Galvanometers in Schwingungen, so geräth auch das astatische System des anderen in Schwingungen, selbst wenn die Galvanometer so weit von einander entfernt sind, dass eine directe magnetische Wechselwirkung ihrer astatischen Systeme auf einander nicht eintreten kann. Es werden hier wiederum im Multiplicator des ersten Galvanometers durch die Schwingungen der Magnetnadeln Ströme inducirt, welche auch den Multiplicator des anderen Galvanometers durchfliessen [3]).

Die bei der relativen Bewegung eines geschlossenen Leiters und eines Magnetes in ersterem inducirten Ströme lassen sich in ganz derselben Weise näher bestimmen, wie die inducirten Ströme, welche bei der relativen Bewegung zweier geschlossener Leiter entstehen, von denen der eine vom Strom durchflossen ist, der andere nicht. Auch hier hat der inducirte Strom stets die Richtung, dass die elektromagnetische Wirkung zwischen ihm und dem inducirenden Magnet dem letzteren und dem Stromesleiter die entgegengesetzte Bewegung ertheilen würde, wie die ist, durch welche die Induction hervorgebracht wird [4]). 705

Wird z. B. zwischen die gegenüberstehenden Halbanker eines hufeisenförmigen Magnetes eine flache Spirale gebracht, so dass die Ebene ihrer Windungen der axialen Verbindungslinie der Pole des Magnetes parallel ist, und dreht man die Spirale um eine gegen diese Linie senkrechte Axe herum, so dass jetzt ihre Windungen sich in äquatorialen

1) Faraday, Phil. Mag. Vol. V, p. 349. 1834*; Exp. Res. Vol. II, p. 204; Pogg. Ann. Bd. XXXIV, S. 292*. — 2) dal Negro, Phil. Mag. Vol. I, p. 45. 1832*; Faraday, Exp. Res. Vol. II, p. 202*. — 3) Fechner, Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 237. 1838*. — 4) Lenz, Pogg. Ann. Bd. XXXI, S. 483. 1834*.

Ebenen befinden, so wird dabei in der Spirale ein Strom inducirt, der den Molekularströmen an den beiden Polen des Magnetes gleichgerichtet ist, der also durch seine elektromagnetische Wirkung auf die Magnetpole die Spirale entgegen der ihr ertheilten Bewegung wieder in ihre erste Lage zurückführen würde. Hat man also den Nordpol des Magnetes zur Linken, so würden die inducirten Ströme in den oberen Theilen der Windungen der Spirale zum Beschauer hinfliessen. — Wird die Spirale aus der äquatorialen Lage in die axiale Lage zurückgedreht, so ist die Richtung der Inductionsströme die umgekehrte.

## II. Experimentelle Bestimmung der quantitativen Gesetze der Induction in linearen Leitern.

**706** Neben den in den vorigen Paragraphen aufgeführten Gesetzen, welche jedesmal die Richtung der inducirten Ströme bestimmen, sind auch die quantitativen Gesetze der soeben behandelten, einfacheren Fälle der Voltainduction und Magnetoinduction in linearen Leitern durch experimentelle Untersuchungen festgestellt worden.

Zuerst haben Lenz und Faraday die Gesetze der Magnetoinduction aufgesucht.

Lenz[1]) schob eine Spirale auf einen Cylinder von weichem Eisen, welcher als Anker von den Polen eines starken Stahlmagnetes abgerissen wurde. Der letztere war aus fünf Lamellen zusammengesetzt und trug etwa 22 Pfund. Die Intensität $J$ der in der Spirale inducirten Ströme wurde an einem Galvanometer mit astatischer Nadel durch den ersten Ausschlag $\alpha$ derselben nach der Formel $J = const. \sin\frac{\alpha}{2}$ bestimmt. Durch Messung des Ausschlages an beiden Enden der Nadel wurden die durch ihre excentrische Aufhängung bedingten Fehler eliminirt. Auch wurde die Spirale abwechselnd in dem einen und anderen Sinne auf den als Anker dienenden Eisenstab geschoben, und aus den beim Abreissen desselben beobachteten, entgegengesetzten Ablenkungen der Galvanometernadel das Mittel genommen.

Man erhielt gleiche Resultate, mochten die Windungen auf dem als Anker des Magnetes dienenden Eisenstab bis dicht an den Nordpol oder Südpol des Magnetes geschoben werden, oder in der Mitte beider verbleiben (vgl. §. 456).

Es wurde zuerst ein langer Drath mit den Enden des Drathes des Galvanometers verbunden; die mittleren Theile desselben wurden in 2 bis 20 Windungen um den Anker des Magnetes gewunden. Der Widerstand des Schliessungskreises blieb also ungeändert, die am Galvanome-

[1]) Lenz, Pogg. Ann. Bd. XXXI, S. 385. 1835*.

ter abgelesenen Intensitäten entsprachen direct den in den Windungen auf dem Anker inducirten elektromotorischen Kräften.

So ergab sich unter Anderem:

| Zahl der Windungen: $n$ | 2 | 4 | 8 | 10 | 12 | 14 | 16 | 18 | 20 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $sin\ \frac{\alpha}{2}$ | 0,0491 | 0,1045 | 0,2156 | 0,2740 | 0,3319 | 0,3883 | 0,4470 | 0,4985 | 0,5594 |
| $\frac{1}{n}\ sin\ \frac{\alpha}{2}$ | 0,0245 | 0,0261 | 0,0270 | 0,0274 | 0,0276 | 0,0277 | 0,0279 | 0,0277 | 0,0280 |

Es ist also die elektromotorische Kraft, welche durch die Magnetoinduction in der den Anker umgebenden Spirale unter sonst gleichen Umständen erzeugt wird, der Anzahl ihrer Windungen direct proportional.

Dasselbe Resultat ergab sich, als bei gleichbleibender Leitung zum Galvanometer die Anzahl der Drathwindungen der Spirale auf dem Anker vermehrt wurde. Nur war hier die Intensität der erhaltenen Ströme jedesmal noch mit dem Gesammtwiderstand der Schliessung zu multipliciren, um die der Windungszahl proportionale elektromotorische Kraft zu erhalten.

Es wurden ferner um den als Anker dienenden Eisenstab, dessen Durchmesser 0,73″ betrug, entweder direct 6 bis 10 Drathwindungen gelegt, oder dieselben in gleicher Anzahl auf runde Holzscheiben von 6,57″ und 28″ Durchmesser gewunden, welche auf dem Eisenstab befestigt waren. Da bei dem Abreissen des Ankers von den Polen des Hufeisenmagnetes durch die ungleichzeitige Entfernung der Windungen von denselben Störungen auftraten, wurden die ungleichnamigen Pole zweier gerader Systeme von Magnetstäben an die beiden Enden des Ankers gelegt und beide plötzlich abgerissen.

Die elektromotorischen Kräfte, welche aus den Ablenkungen der Nadel des mit den Windungen verbundenen Galvanometers berechnet wurden, schwankten nur im Verhältniss von 1:1,0838 oder 1:1,0107. Die elektromotorische Kraft der Induction ist also von der Weite der Windungen unabhängig.

Bei Anwendung von Spiralen, welche aus verschieden dicken Dräthen 707
gewunden waren, deren Querschnitte sich wie 233 : 839 : 1661 verhielten, ergab sich beim Abreissen des mit ihnen umwundenen Ankers von den Polen des Hufeisenmagnetes das Verhältniss der elektromotorischen Kräfte 1 : 1,00305 : 1,0085. Die elektromotorische Kraft ist von der Dicke der Dräthe unabhängig.

Es wurden ferner Spiralen aus Dräthen von verschiedenem Metall, Kupfer, Eisen, Platin, Messing, gewunden und je zwei derselben hinter

einander in einen das Galvanometer enthaltenden Schliessungskreis eingeschaltet. Die eine oder andere der Spiralen wurde auf den Anker des Magnetes geschoben und letzterer von den Polen desselben abgerissen. — In beiden Fällen blieb der Widerstand des Schliessungskreises ungeändert und ebenso der Ausschlag der Nadel des Galvanometers. Es ist also die elektromotorische Kraft auch von dem Stoffe des Drathes unabhängig.

Dieses Resultat ist schon früher von Faraday [1]) auf einem anderen Wege gefunden worden: Er umwand den Anker eines Hufeisenelektromagnetes mit zwei parallelen, gleich langen Dräthen von verschiedenem Material und verband ihre einen Enden so, dass die beim Abreissen und Anlegen des Ankers an den Magnet in ihnen inducirten Ströme einander entgegengerichtet waren. Die anderen Enden der Dräthe wurden mit dem Galvanometer verbunden. Dieses letztere zeigt dann bei der Bewegung des Ankers keinen Strom an. Es ist also das soeben ausgesprochene Gesetz bestätigt. — Die Intensität der Ströme indess, welche erhalten werden, wenn man den Anker mit gleichviel Windungen von verschiedenem Stoff und verschiedener Dicke umwickelt, ist stets umgekehrt proportional dem Widerstand des gesammten Schliessungskreises. Sie vermindert sich daher, wenn man statt eines Drathes von Kupfer einen solchen von Eisen, oder zusammengelöthete Stäbchen von Wismuth oder Antimon zur Inductionsspirale verwendet [2]).

708 Legt man mehrere Windungsreihen über einander auf den Anker des Magnetes, so nimmt entsprechend die inducirte elektromotorische Kraft zu; zugleich wächst aber auch der Widerstand, und zwar schneller als die Zahl der Windungsreihen, da jede folgende Reihe einen grösseren Umfang besitzt. Bei einem gegebenen Widerstand der äusseren Schliessung der auf den Anker gewundenen Spirale wird daher bei einer bestimmten Anzahl der Windungen die Stromintensität $J$ ein Maximum.

Es sei der Radius des cylindrischen Ankers $k$, die Länge des auf ihm mit Drath umwundenen Raumes $a$, die gesammte Länge des Drathes der Windungen $l$, die Dicke des Drathes mit seiner Umspinnung $d + \delta$, die Zahl der neben und über einander liegenden Windungsreihen $m$ und $n$, der Widerstand der Längeneinheit des Drathes $r$, der Widerstand des Drathes ausserhalb der Windungen $w$, die in jeder Windung inducirte elektromotorische Kraft $E$, so ist

$$J = \frac{m \,.\, n \,.\, E}{l r + w}.$$

Nun ist $$m = \frac{a}{d + \delta}, \quad l = [2 n k + n^2 (d + \delta)] \, \frac{\pi a}{d + \delta},$$

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. II, §. 198 bis 216. 1832*. — [2]) Nobili u. Antinori, Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 478. 1832*.

also: $$J = \frac{n\,a\,E}{\frac{a\,\pi\,.\,r}{d^2}\,[2\,n\,k + n^2(d+\delta)] + w\,(d+\delta)}.$$

Setzt man das Differential dieses Werthes nach $n$ gleich Null, so erhält man das Maximum der Stromintensität, wenn:

$$n = d\sqrt{\frac{w}{a\,\pi\,r}},$$

ist, und das Maximum der Stromintensität selbst ist:

$$J_m = \frac{d^2\,E}{2\left(k\,\pi\,r + (d+\delta)\sqrt{\frac{\pi\,r\,w}{a}}\right)}.$$

Dieses Maximum ist also der elektromotorischen Kraft $E$, d. h. dem im Anker erzeugten Magnetismus proportional, und wächst mit der Dicke $d$ des Drathes, der Länge $a$ des umwundenen Theiles des Ankers; es nimmt ab mit dem Radius $k$ des Ankers und dem Widerstand $w$ der Leitung ausserhalb der um den Anker gelegten Windungen [1]).

Für die beim Oeffnen und Schliessen eines inducirenden Stromes erzeugte Voltainduction gelten im Allgemeinen dieselben Gesetze, wie für die Magnetoinduction, insofern dieselbe nur von der Zahl der Windungen der Inductionsspirale und dem Stoff und der Dicke des zu ihr verwendeten Drathes abhängt. Dies haben u. A. auch Felici und Gaugain gezeigt. 709

Felici [2]) wand um einen Cylinder von Holz von 248mm Durchmesser einen Kupferdrath in einer Windung und verband seine Enden durch zwei übersponnene und um einander gedrillte Leitungsdräthe mit dem Galvanometer. Auf beiden Seiten dieses Drathringes waren auf dem Cylinder zwei gleiche Ringe von Kupferdrath angebracht, durch welche der Strom einer Säule geleitet wurde. Ein Commutator diente dazu, in den beiden seitlichen, inducirenden Drathringen den Strom abwechselnd zu schliessen und zu öffnen, und zugleich die Richtung der in dem mittleren Drathring inducirten Ströme im Galvanometer gleich zu machen.

Beide inducirende Dräthe wurden so gestellt, dass beim Durchleiten des Stromes durch dieselben in entgegengesetzter Richtung ihre Inductionswirkungen auf den mittleren Drath sich gerade aufhoben. Wurde der eine dieser Dräthe durch ein Bündel von $n$ dünneren, übersponnenen und parallel liegenden Dräthen ersetzt, welche nur an ihren Enden leitend verbunden waren, so dass der Strom alle neben einander, und zwar jeden mit dem $n$ten Theil der Intensität durchfliessen musste, welche er in dem zweiten inducirenden Drathring besass, so blieb die Gleichheit der indu-

[1]) Lenz, l. c. — [2]) Felici, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXXIV, p. 64. 1852*.

cirenden Wirkung bestehen. — Wurde der eine der seitlichen Dräthe statt von Kupfer, von Zink, Eisen u. s. w. gebildet, und wurden beide seitliche Dräthe hinter einander in entgegengesetzter Richtung mit dem Galvanometer verbunden, durch den mittleren Drath aber der alternirende Strom der Säule geleitet, so hoben sich die inducirenden Wirkungen gerade auf. Dasselbe trat bei Ersetzung des einen Drathes durch einen anderen von $n$fachem Querschnitt ein.

Es ist also auch die bei der Voltainduction inducirte elektromotorische Kraft von dem Querschnitt und dem Stoff des Inductionsdrathes unabhängig, und die Induction durch $n$ Ströme von der Intensität $\frac{J}{n}$ ist gleich der Induction durch einen Strom von der Intensität $J$.

Die Unabhängigkeit der inducirten elektromotorischen Kraft vom Stoff des inducirten Körpers ist auch für Flüssigkeiten (vgl. §. 701) von L. Hermann [1]) bewiesen worden. Die cylindrischen Halbanker eines Ruhmkorff'schen Magnetes wurden aneinandergeschoben, so dass sich zwischen den Spiralen darauf ein $55^{mm}$ langer Cylinder von Eisen befand. Um diesen wurde ein $179^{ctm}$ langer, innen $7^{mm}$ im Durchmesser haltender Kautschukschlauch, der mit concentrirter Zinkvitriollösung gefüllt und an beiden Enden mit amalgamirten Zinkcylindern geschlossen war, und ebenso ein Kupferdrath in je sechs Windungen gewunden. Wurden beide am einen Ende gegen einander verbunden und wurden ihre anderen Enden mit einem sehr empfindlichen Spiegelgalvanometer in Verbindung gesetzt, so zeigte letzteres beim Oeffnen und Schliessen des den Magnet erregenden Stromes von 2 bis 4 Bunsen'schen Elementen kaum einen Inductionsstrom an; sogleich aber, wenn nur der Kautschukschlauch mit der Lösung eingeschaltet war.

710 Wurde ferner bei den Versuchen von Felici der eine der beiden inducirenden Dräthe durch einen, in engen Schlangenwindungen um ihn herumgelegten Drath ersetzt, so hoben sich gleichfalls die Inductionswirkungen auf. Wie bei den elektrodynamischen Erscheinungen kann man also auch bei den Inductionswirkungen ein Element eines Leiters durch eine Reihe kleiner Elemente ersetzen, die aneinander liegend denselben Anfangs- und Endpunkt wie jenes Element haben, von ihm aber nur sehr wenig entfernt sind.

Wurden endlich auf zwei gleiche Holzcylinder in gleichem Abstand je zwei Spiralen von den Windungszahlen $m$ und $n$ so wie $m_1$ und $n_1$ gewunden, und die Spiralen $m$ und $m_1$ als inducirende, die Spiralen $n$ und $n_1$ als Inductionsspiralen verwendet, so hoben sich bei entgegengesetzter Verbindung der letzteren mit dem Galvanometer die in ihnen erregten Inductionsströme gerade auf, wenn die Producte $m\,n = m_1\,n_1$ waren.

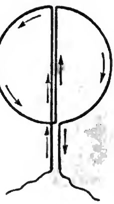
---

[1]) L. Hermann, Pogg. Ann. Bd. CXLII, S. 586. 1871*.

Die elektromotorische Kraft der Voltainduction ist also dem Product der Windungszahlen der inducirenden und Inductionsspirale proportional.

Es wurden ferner auf drei Holzscheiben Drathringe von 248mm Durchmesser befestigt, deren Enden in der, dem verticalen Diameter entsprechenden Richtung nach unten geleitet wurden, so dass die Ringe die Gestalt Fig. 272 annahmen. Diese drei Ringe wurden so aufgestellt, dass ihre Mittelpunkte in einer geraden Linie lagen und ihre Ebenen auf derselben senkrecht standen. Durch die beiden äusseren Ringe wurde ein Strom in entgegengesetzter Richtung geleitet und der mittlere, mit dem Galvanometer verbundene Ring so lange verschoben, bis in ihm beim Oeffnen und Schliessen des inducirenden Stromes in den äusseren Ringen kein Inductionsstrom entstand. In Folge der Gestalt des inducirten Ringes bildete sich auch ein solcher nicht, als die Ebene des mittleren Ringes auf denen der anderen Ringe senkrecht stand und der inducirende Stromkreis geöffnet und geschlossen wurde. — Blieb endlich der durch die äusseren Ringe geleitete Strom beständig geschlossen, und wurde der mittlere Ring von seiner letzterwähnten Lage aus um 90° herum in die parallele Lage gedreht, so entstand auch hier kein Inductionsstrom, obgleich dies in allen anderen Abständen des Ringes von den äusseren Ringen stattfand. Wird also der Leiter aus einer Lage, in welcher beim Oeffnen und Schliessen eines inducirenden Stromes in ihm kein Strom inducirt wird, in eine andere ähnliche Lage übergeführt, so entsteht hierbei ebenso wenig ein Inductionsstrom, wie wenn er in der letzteren Lage verharrte und der inducirende Strom geöffnet und geschlossen wurde. 711

Fig. 272.



Indirect kann man hieraus schliessen, dass, wenn ein Leiter aus einer Lage, in der in demselben durch inducirende Ströme kein Strom inducirt wird, in eine andere übergeführt wird, in ihm ein Inductionsstrom von gleicher Intensität entsteht, wie wenn er in letzterer Lage verharrte, und nun der inducirende Strom geöffnet und geschlossen würde.

Dieses Resultat lässt sich nach Felici [1]) directer in folgender Art nachweisen: Man stellt neben einem mit dem Galvanometer verbundenen Drath $A$ zwei beliebig gebogene andere Dräthe $B$ und $C$ auf, welche man mit den Polen einer Säule verbinden kann, und verschiebt dieselben so lange, bis beim Schliessen oder Oeffnen des durch sie hindurchgeleiteten Stromes in $A$ kein Inductionsstrom entsteht, also die Galvanometernadel nicht abgelenkt wird. Entfernt man nun nach dem Schliessen des Stro-

[1]) Felici, Nuovo Cimento T. IX, p. 345. 1859*.

mes beide Dräthe plötzlich aus der Nähe von *A*, so entsteht in letzterem wiederum kein Inductionsstrom. Ein solcher Strom entsteht aber stets beim Entfernen der Dräthe *B* und *C*, wenn sich dieselben in Lagen befinden, in denen beim Schliessen und Oeffnen des durch sie hindurchgeleiteten Stromes in dem Drathe *A* ein Strom inducirt wird.

712 Es wurden endlich zwei Holzcylinder von den Durchmessern 1 und 2 mit je zwei Drathkreisen umwickelt. Die Windungszahlen der einen derselben, der inducirten Kreise, waren einander gleich. Sie waren in entgegengesetzter Richtung mit einem Galvanometer verbunden. Die Windungszahlen der anderen beiden, inducirenden Kreise, durch welche der Strom einer Säule geleitet wurde, verhielten sich wie 2 (auf dem kleineren) zu 1 (auf dem grösseren Cylinder). Ihre Abstände von den inducirten Kreisen verhielten sich wie 1 : 2. Beim Oeffnen und Schliessen des inducirenden Stromes zeigte das Galvanometer keine Ablenkung.

Die von gleich grossen, parallelen und conaxialen Drathkreisen auf einander ausgeübte Inductionswirkung ist also proportional ihrem Durchmesser, wenn zugleich ihr Abstand in demselben Verhältniss wie ihr Durchmesser zunimmt.

713 Bei den Versuchen von Gaugain [1]) wurden zwei Kupferdräthe, welche mit Seide übersponnen waren, parallel neben einander befestigt, die Enden des einen mit der Säule, die des anderen mit dem Galvanometer verbunden, und der Inductionsstrom im letzteren beim Oeffnen und Schliessen des Stromkreises der Säule bestimmt, während die Dräthe in einer verschiedenen Anzahl Windungen zu Spiralen gewickelt waren. Die Ablenkungen am Galvanometer ergaben unter Anderem folgende Intensitäten der inducirten Ströme:

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Windungszahl: | 1 | 2 | 4 | 15 | 30 | 80 |
| Intensität: | 3,5 | 6,17 | 10,66 | 28,55 | 29,87 | 28,86 |

Es wäre hiernach bei weiteren Windungen die elektromotorische Kraft des inducirten Stromes annähernd der Zahl der Windungen proportional. Ein allgemeineres Gesetz folgt indess aus diesen Versuchen nicht, da mit wachsender Windungszahl die diametral gegenüber liegenden Stellen der Windungen beider Dräthe einander näher kommen und so stärker auf einander inducirend wirken, ohne dass die parallel neben einander liegenden Stellen derselben in demselben Verhältniss stärkere Inductionswirkungen auf einander ausüben.

Bei anderen Versuchen hat Gaugain zwei verschieden dicke Dräthe neben einander zu einer inducirenden Spirale gewunden und abwechselnd durch den einen oder anderen einen inducirenden Strom geleitet. Wurde dieser Spirale eine andere Inductionsspirale gegenübergestellt, deren En-

[1]) Gaugain, Compt. Rend. T. XXXIX, p. 909. 1023. 1854*.

den mit einem Galvanometer verbunden waren, und die Intensität des inducirenden Stromes durch Dratheinschaltungen stets auf derselben Intensität erhalten, so blieb auch die Intensität des inducirten Stromes constant. Dasselbe geschah, als die zweite Spirale als inducirende benutzt und der eine oder andere Drath der ersten mit dem Galvanometer verbunden wurde, während durch eingeschaltete Dräthe der Widerstand der Schliessung constant erhalten wurde. Es ist also die elektromotorische Kraft des inducirten Stromes von dem Querschnitt des inducirenden und inducirten Drathes unabhängig.

Es wurden ferner die Enden des einen Drathes $B$ einer mit zwei Dräthen umwickelten Spirale mit dem Galvanometer, die Enden des anderen Drathes $A$ derselben mit einer constanten Säule unter Einschaltung einer Tangentenbussole verbunden. Statt den Strom der Säule abwechselnd zu öffnen und zu schliessen, wurde bei Aufhebung der Verbindung derselben mit dem Drath $A$ an die Stelle desselben ein entfernt liegender Drath von gleichem Widerstand in den Schliessungskreis der Säule eingeführt, um dadurch die während der Oeffnung der Säule etwa entstehenden Veränderungen ihrer elektromotorischen Kraft zu vermeiden. — Nach diesen Versuchen ist die elektromotorische Kraft des beim Oeffnen und Schliessen inducirten Stromes der Intensität des inducirenden Stromes direct proportional [1]).

Auch Lallemand [2]) hat gezeigt, dass die an einem Spiegelgalvano- 714
meter gemessene Intensität des Inductionsstromes in der einen Windungsreihe einer doppelt umwickelten Spirale beim Oeffnen und Schliessen des constanten Stromes in der zweiten Windungsreihe der an einem zweiten Spiegelapparat abgelesenen Intensität des letzteren proportional ist. War die Spirale ausser mit der inducirenden Windungsreihe, noch mit zwei gleichen Windungsreihen von Kupfer- und Messingdrath umgeben, so waren unter sonst gleichen Verhältnissen die Intensitäten der inducirten Ströme stets dem Gesammtwiderstand der Schliessung umgekehrt proportional, also die inducirten elektromotorischen Kräfte von dem Stoff des inducirten Drathes unabhängig.

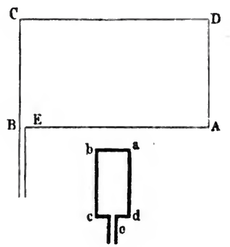
Die einfachen Gesetze der Induction in einem unendlich lang anzu- 715
sehenden geradlinigen Leiter durch einen ebenfalls geradlinigen kurzen Leiter bei Aenderung der Stromintensität in letzterem sind auch von Buff [3]) experimentell geprüft worden. Der inducirte Leiter bestand aus einem grossen Viereck $ABCDE$ von Kupferdrath, dessen obere Seite

---

[1]) Ein früher von Wartmann (Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XIX, p. 257. 1847*) gefundenes Gesetz, nach welchem die Intensität der inducirten Ströme in arithmetischer Progression abnehmen sollte, während in den inducirenden Schliessungskreis Dräthe eingeschaltet werden, deren Länge in geometrischer Progression zunimmt, ist nicht allgemein gültig. — [2]) Lallemand, Ann. de Chim. et de Phys. [4] T. II, p. 444. 1864*. — [3]) Buff, Pogg. Ann. Bd. CXXVII, p. 57. 1866*.

$CD$ an der Decke des Zimmers, dessen untere $AB$ auf einem horizontalen Brett befestigt war. Die Länge von $AB$ und $CD$ betrug $4^m$, die Länge von $BC$ und $AD$ je $2{,}32^m$. Die freien Enden des Vierecks waren mit einem Galvanometer mit starker und durch eine Kupferhülle in ihren Schwingungen gedämpfter astatischer Nadel verbunden.

Fig. 273.




Unter dem Drath $AB$ befand sich als inducirender Leiter ein kleineres Viereck $abcd$ von $2{,}8^{mm}$ dickem Kupferdrath, dessen verticale Seiten $bc$ und $ad$ je $158^{ctm}$ lang waren, und das beliebig $AB$ genähert und um seine verticale Axe gedreht werden konnte. In dem Schliessungskreis der Vierecke befanden sich zwei auf eine Axe aufgesetzte Zahnräder, deren Zwischenräume mit Ebenholz ausgelegt waren. Durch Drehung der in geeignete Stellung zu einander gebrachten Räder konnte man den inducirenden Strom in $abcd$ in einer gegebenen Zeit beliebig oft unterbrechen und die bei der Oeffnung oder bei der Schliessung in $ABCD$ inducirten Ströme durch das Galvanometer leiten. — Wurde zuerst nur durch eine flache inducirende Spirale der Strom eines Bunsen'schen Elementes geleitet, dessen Intensität durch eingeschaltete Widerstände abgeändert und an einer Tangentenbussole abgelesen wurde, und mit dem Galvanometer eine der inducirenden gegenübergestellte Inductionsspirale verbunden, und wurden sodann durch Drehung der in beide Kreise eingeschalteten Zahnräder Inductionsströme in letzterer erzeugt, so ergab sich, dass die Intensität $i$ der Inductionsströme, welche der Intensität $I$ der inducirenden Ströme proportional sein musste, dem Werth $\sin\frac{1}{2}\alpha$ proportional ist, wo $\alpha$ der Ablenkungswinkel der Galvanometernadeln ist. Drath $AB$ war so lang, dass er gegen $ab$ als unendlich lang angesehen werden konnte. Die Inductionswirkungen von $ad$ und $bc$ heben sich hierbei gegenseitig auf; ebenso sind die Wirkungen von $ab$ und $cd$ auf $CD$, $CB$, $DA$ und von $cd$ auf $AB$ wegen der grossen Entfernungen zu vernachlässigen, so dass nur die Wirkung von $ab$ auf $AB$ übrig bleibt. — Zuerst war die Seite $ab$ parallel $AB$. Hierbei bestätigen die Versuche folgende Sätze:

1) Die in $AB$ inducirte elektromotorische Kraft ist proportional der Länge $s$ von $ab$ ($s = 30$ und $60^{ctm}$; $i = 0{,}1411$ und $0{,}2811$).

2) Wurden in $AB$ zwei je 180 Ctm. lange und resp. $2{,}8^{mm}$ und $1{,}5^{mm}$ dicke Kupferdräthe oder ein Kupferdrath von $2{,}8^{mm}$ und ein Neusilberdrath von $2^{mm}$ Dicke hinter einander eingeschaltet, und abwechselnd der eine und der andere der Inductionswirkung von $ab$ ausgesetzt, so erwies sich

die inducirte elektromotorische Kraft völlig gleich, also unabhängig von der Dicke und dem Stoff des inducirten Drathes.

3) Wird an einer Stelle von $AB$, die dem Drath $ab$ fernliegt, ein Neusilberdrath eingeschaltet, so nimmt die Intensität des inducirten Stromes im Verhältniss zum Gesammtwiderstand des inducirten Kreises ab; die inducirte elektromotorische Kraft ist also von letzterem unabhängig.

4) Wächst der Abstand $r$ zwischen dem inducirenden Leiter $ab$ und dem inducirten $AB$, so nimmt die inducirte elektromotorische Kraft $e$ im Verhältniss von $e = I\,(a - b \log r)$ ab, wo $a$ und $b$ Constante sind und $a$ die inducirte elektromotorische Kraft für $r = 1$ bezeichnet. So war z. B. die Ablenkung $\alpha$ der Galvanometernadel:

| | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $r$ = | 1. | 2. | 3. | 4. | 5. | 6. | 8. | 10. |
| $\alpha$ | 11,85° | 10,5° | 9,45° | 8,5° | 7,95° | 7,5° | 6,95° | 5,95° |
| $\alpha$ (ber.) | 12 | 10°18′ | 9°15′ | 8°32′ | 7°58′ | 7°31′ | 6°48′ | 6°14′ |

(für die Berechnung ist $i = \sin \frac{\alpha}{2} = 0{,}1046 - 0{,}05021 \log r$).

5) Steht der Leiter $ab$ winkelrecht gegen die Ebene des Leiters $ABCD$, so übt er keine inducirende Kraft aus.

6) Liegt der Leiter $abcd$ mit $ABCD$ in einer Ebene, so dass $ad$ und $bc$ auf $AB$ senkrecht stehen, $ab$ aber gegen $AB$ um den Winkel $\varphi$ geneigt ist, so ist die inducirte elektromotorische Kraft gegeben durch die Formel

$$E = is \, . \cos\varphi \left( \varkappa + \varkappa_1 \frac{r + s \sin\varphi}{s \sin\varphi} \log \frac{r}{r + s \, . \sin\varphi} \right).$$

Um den Drath $ab$ schräg zu stellen, war er um einen in $a$ befestigten Stift drehbar und zugleich waren in $a$ und $b$ Charniere angebracht, durch die $ac$ und $bd$ immer senkrecht gegen $AB$ gestellt werden konnten. So ergab sich z. B.:

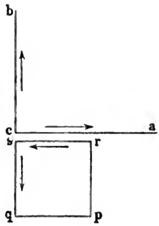
| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $\varphi$ = | 0° | 10° | 20° | 30° | 40° | 50° |
| $\alpha$ = | 22,5° | 14,15 | 11,35 | 9,30 | 7,60 | 5,90 |
| $\alpha$ (ber.) | 22°30′ | 14°31′ | 11°28′ | 9°15′ | 7°23′ | 5°43′ |

7) Ein langer Drath $acb$ (Fig. 274 a. f. S.) wurde bei $c$ mit einem Charnier versehen, und demselben ein Drathviereck $rspq$ in den Abständen $r = 1, 2, 3^{\text{ctm}}$ gegenübergestellt, in welchem $rs = 0{,}6^{\text{m}}$, $rp$ und $sq$ sehr lang waren. Es wurde die bei Unterbrechung des Stromes in $rspq$ im Drath $acb$ inducirte elektromotorische Kraft bestimmt, einmal (I.) als seine beiden Hälften in derselben geraden Horizontalen lagen; sodann (II.) wenn die Hälfte $cb$ senkrecht nach oben in der Fortsetzung von $sq$ lag. Es ergab sich u. A.:

| | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| I. | $r$ = | 1. | 2. | 3. | II. $r$ = | 1. | 2. | 3. |
| | $\alpha$ = | 23 | 19,8 | 17,9 | $\alpha$ = | 20,1 | 17,35 | 15,40 |
| | $\alpha$ (ber.) = | 23°0 | 19°39′ | 17°41 | $\alpha$ (ber.) = | 20°22′ | 17°11′ | 15°16′ |

Die unter 4 bis 7 angeführten Resultate folgen unmittelbar aus der später zu entwickelnden Formel für die elektromotorische Kraft $e$, welche durch ein Element eines Leiters $ds$, in dem ein Strom von der Intensität $i$ entsteht oder verschwindet, in einem Element $dp$ eines benachbarten Leiters inducirt wird:

Fig. 274.




$$e = \frac{1}{2}\, i\, \varepsilon \int \frac{\cos(ds, dp)}{r}\, ds\, dp,$$

wo $\varepsilon$ eine Constante, $r$ die Entfernung der Elemente, $\cos(ds, dp)$ der Cosinus des Winkels zwischen den Elementen ist, und das Integral über alle Elemente $ds$ und $dp$ zu nehmen ist.

716 Die Gesetze der Induction eines Stromes in einem geschlossenen Leiter bei der Bewegung desselben neben einem von einem constanten Strom durchflossenen Leiter oder einem Magnet sind von W. Weber[1]) experimentell vermittelst seines Dynamometers bestimmt worden. Die bifilar aufgehängte Rolle desselben (vergl. §. 39, Fig. 39) wurde zuerst für sich in Schwingungen versetzt, ohne dass durch die äussere feste Rolle desselben ein Strom geleitet war, und die Weite der auf einander folgenden Schwingungen derselben an einer Scala bestimmt, welche in einem Abstand von 6018,6$^{mm}$ vor dem an der Bifilarrolle befestigten Spiegel aufgestellt war. Der mittlere Ruhestand der Bifilarrolle blieb bei der Abnahme der Schwingungsbögen ungeändert, ebenso die mittlere Schwingungsdauer, welche 15,84865″ betrug. Die Differenz der Logarithmen des ersten und fünften, zweiten und sechsten u. ff. Schwingungsbogens, dividirt durch die Zahl der dazwischen liegenden Schwingungen, „das logarithmische Decrement" der Schwingungen (s. §. 186), blieb gleichfalls constant. Es betrug im Mittel bei 335 Schwingungen $d_o = 0{,}002414$, während die grösste Abweichung von dem Mittel 0,000038 betrug. Im Mittel war also in 32 Min. 56,33 Sec. die Schwingungsweite auf die Hälfte herabgesunken. — Wurde nun durch die feste Rolle ein Strom von drei Grove'schen Elementen geleitet, während die Enden der Aufhängungsdräthe der Bifilarrolle mit einander verknüpft waren, so wurde bei jeder Schwingung der Bifilarrolle in ihren Windungen ein Strom inducirt, welcher dem Strom in der festen Rolle entgegengerichtet war, wenn die Windungen der Bifilarrolle sich dem Parallelismus mit denen der festen Rolle näherten; dagegen aber gleichgerichtet war, wenn sie sich von der parallelen Lage entfernten. So änderte sich die Richtung des inducirten Stromes von Schwingung zu Schwingung, und die Schwingungsweite der Bifilarrolle veränderte sich nach und nach. Der mittlere

[1]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbest. Th. I, S. 61. 1846*.

Stand derselben wird hierdurch aber nicht geändert. — Die Intensität des Stromes wurde an einem der festen Rolle direct gegenübergestellten Spiegelmagnetometer abgelesen, dessen Magnet durch den Strom in der Rolle abgelenkt wurde. Wurde wieder das logarithmische Decrement bestimmt, so ergab sich dasselbe im Mittel zu $d_1 = 0{,}005620$. Während die Schwingungsbogen bei 210 Schwingungen von 764,10 bis 50,08 abnahmen, die am Magnetometer beobachtete Stromintensität von 108,5 bis 109,4 sich änderte, differirte das logarithmische Decrement im Maximo von jenem Mittel doch nur um 0,000087. Nach diesen Beobachtungen wäre die Schwingungsweite jetzt in 14 Min. 8,187 Sec. auf die Hälfte herabgesunken.

Die Differenz der logarithmischen Decremente $d_1 - d_0$, welche mit und ohne Einwirkung des inducirenden Stromes erhalten werden, giebt die Grösse der inducirenden Wirkung des Stromes in der festen Rolle auf die Bifilarrolle.

Da die Differenz $d_1 - d_0$ bei verschiedener Weite der Schwingungsbogen constant ist, so folgt daraus, dass in Folge der Induction allein die Schwingungsbogen nach dem Gesetze einer geometrischen Reihe abnehmen. Die die Abnahme hervorbringende hemmende Kraft, d. h. die Intensität der inducirten Ströme, ist also der Grösse der Schwingungsbogen, oder, da die Schwingungen isochron sind, der in jedem Moment statthabenden Geschwindigkeit der Bewegung des inducirten Drathes der Bifilarrolle proportional.

Dieses selbe Gesetz gilt, wie für die Induction eines geschlossenen Leiters auf einen geschlossenen Leiter, auch für die bei der Bewegung eines in sich geschlossenen Drathes durch einen Magnet in demselben erzeugte Magnetoinduction. Dies hat Weber auf folgende Weise gezeigt: Vor die Oeffnungen der mit ihrer Axe von Nord nach Süd aufgehängten, in der festen Rolle des Dynamometers schwebenden Bifilarrolle wurden mehrere Magnetstäbe $NS$ in der Lage von West nach Ost nördlich und südlich von derselben hingelegt, dass sie in jener Rolle bei ihren Schwingungen möglichst starke Ströme inducirten. Es wurde

1) das logarithmische Decrement $d_0$ und $d_m$ bestimmt, während die Bifilarrolle einmal geöffnet und sodann durch Verbindung der Aufhängungsdräthe geschlossen war. Es ergab die Differenz

$$\varDelta_m = d_m - d_0 = 0{,}002638 - 0{,}002541 = 0{,}000097$$

die dämpfende Wirkung der in der Bifilarrolle inducirten magnetoelektrischen Ströme.

2) Es wurde durch die Bifilarrolle ein schwacher Strom geleitet. Der feste Stand der Rolle änderte sich um

$$k_m = 19{,}1 \text{ Scalentheile,}$$

welcher Werth das elektromagnetische Drehungsmoment misst, welches von den Magneten auf die vom Strom durchflossene Bifilarrolle ausgeübt wird.

3) Nach Entfernung der Magnete wurde wiederum die Differenz $d_s - d_0$ der logarithmischen Decremente der Schwingungen der Bifilarrolle bestimmt, während durch die feste Rolle der Strom geleitet wurde und die Bifilarrolle geschlossen oder geöffnet war. Die Grösse

$$\varDelta_s = d_s - d_0 = 0{,}005423 - 0{,}002796 = 0{,}002627$$

entsprach der Wirkung der Voltainduction der festen Rolle auf die Bifilarrolle.

4) Endlich wurde auch durch die Bifilarrolle ein Strom von derselben Intensität wie ad 2 geleitet. Die Ablenkung

$$k_s = 101{,}9 \text{ Scalentheile}$$

gab das durch den Strom in der festen Rolle auf die vom Strom durchflossene Bifilarrolle ausgeübte elektrodynamische Drehungsmoment.

Nehmen wir an, dass die Intensität $I_m$ und $I_s$ der in der Bifilarrolle bei den Versuchen ad 1 und 3 inducirten Ströme der ad 2 und 4 beobachteten elektromagnetischen und elektrodynamischen Wirkung $k_m$ und $k_s$ proportional ist, so müssen die ad 1 und 3 gemessenen logarithmischen Decremente $\varDelta_m$ und $\varDelta_s$ den Producten aus $I_m \,.\, k_m$ und $I_s \,.\, k_s$, d. i. den Quadraten der Werthe $k_m$ und $k_s$ entsprechen.

Es verhält sich aber:

$$(k_m)^2 : (k_s)^2 = 1 : 28{,}5 \text{ und } \varDelta_m : \varDelta_s = 1 : 27{,}1.$$

Es ist also die durch einen Magnet in einem bewegten Leiter erzeugte Magnetoinduction eben so gross, wie die von einem durch eine feste Rolle geleiteten Strom in ihm erzeugte Voltainduction, wenn die elektromagnetischen und elektrodynamischen Drehungsmomente gleich sind, welche durch den Magnet und durch die vom Strom durchflossene feste Rolle auf den von einem Strom von constanter Intensität durchflossenen beweglichen Leiter ausgeübt werden.

717 Durch die §. 320 beschriebenen und von mir angestellten Versuche ist bewiesen, dass jeder durch einen Eisenstab (oder ein Eisenrohr) hindurch gesendete Strom denselben transversal magnetisirt. Ist also in der Axe desselben isolirt ein Kupferdrath befestigt, so muss bei Umkehrung der Stromesrichtung im Eisenstab jedesmal durch die Umlagerung der magnetischen Moleküle desselben im Kupferdrath ein Inductionsstrom erzeugt werden. Ein Bleistab, in dessen Axe ebenso isolirt ein Kupferdrath befestigt ist, kann diese Wirkung nicht zeigen.

Ebenso müssen in dem Eisenstab Inductionsströme entstehen, wenn durch den isolirt durch seine Axe geführten Kupferdrath unterbrochene Ströme geleitet werden; in dem Bleistab nicht.

Diese aus den früheren unmittelbar folgenden Resultate hat auch Villari [1]) durch Versuche an Eisen-, Blei- und Messingröhren bestätigt.

Wir haben dagegen schon in den vorigen Paragraphen angeführt, dass die von einem Eisendrath in einem benachbarten Kupferdrath inducirte elektromotorische Kraft dieselbe ist, wie die in unmagnetischen Metallen inducirte Kraft. Es ist dies von vornherein klar, da der durch das Eisen geleitete Strom auf den diametral entgegengesetzten Seiten desselben die Moleküle jedesmal von aussen gesehen, entgegengesetzt richtet und so die Wirkung dieser entgegengesetzten Bewegungen auf den daneben liegenden inducirten Kreis sich aufheben. Ist der inducirte Kreis von Eisendrath, der inducirende z. B. von Kupfer, so kann auch hier keine Verstärkung eintreten, da dann zu beiden Seiten der Axe des Eisendrathes die magnetischen Moleküle von der Axe aus gesehen entgegengerichtet werden, also auch hier die Inductionswirkung in Folge ihrer Drehung verschwindet.

Etwas anders gestaltet sich das Verhältniss, wenn eine Eisendrathspirale in einer Spirale von einem unmagnetischen Metall, z. B. von Kupfer liegt. Wird durch die Kupferspirale ein Strom geleitet, so wird die Eisendrathspirale als Ganzes wie eine Eisenröhre magnetisch; ihre magnetische Axe ist parallel ihrer Axe. Hierdurch wird in jeder Windung der Eisendrathspirale durch die benachbarten, longitudinal magnetisirten Theile derselben die Inductionswirkung der äusseren Kupferspirale gesteigert. Ebenso verhält es sich, wenn die Eisenspirale als inducirende Spirale dient. Der Strom in den Windungen macht die Spirale als Ganzes zu einem Magnet und diese Magnetisirung verstärkt die Inductionswirkung auf die umgebende Kupferspirale. Beim Oeffnen des inducirenden Stromes verschwindet diese Magnetisirung der Eisenspirale als Ganzes und die Oeffnungsinduction wird wiederum verstärkt.

Umgiebt die Eisenspirale die Kupferspirale und wird durch letztere der inducirende Strom geleitet, so wird die Eisenspirale als Ganzes nicht magnetisirt (vgl. §. 385), und die Inductionswirkung auf dieselbe ist die gleiche, wie auf eine Spirale von unmagnetischem Metall [2]).

Wird in einer Inductionsspirale auf irgend eine Weise, sei es durch 718
gewöhnliche oder elektromagnetische Induction, sei es durch Erzeugung des Extrastromes in ihr (s. w. u.), ein Inductionsstrom erregt, dessen Wirkungen auf einen ausserhalb befindlichen Körper untersucht werden sollen, so wird man die Spirale so einrichten, dass der Inductionsstrom das Maximum der Intensität besitzt. Ist die Länge, der Durchmesser und die Dicke der Umwindung gegeben, so kennt man die Kupfermasse, welche zu dem Drath der Inductionsspirale verwendet werden kann. Wird dieser Drath $n$ mal so lang genommen, also die Zahl der Windungen der

---

[1]) Villari, Rendic. Lombardo. 15. Apr. 1869*. — [2]) Vgl. auch Villari, l. c.

Spirale auf das *n*fache vermehrt, so wird die elektromotorische Kraft der Induction, welche der Zahl der Windungen entspricht, bei gleichbleibender inducirender Kraft auch das *n*fache sein. Zugleich nimmt bei gleichbleibender Kupfermasse der Widerstand des Drathes wegen seiner Verlängerung auf das *n*fache, und ebenso wegen der Verringerung seines Querschnittes auf das *n*fache, im Ganzen also auf das $n^2$fache zu. Ist nun

die elektromotorische Kraft der Induction bei einfacher Windungszahl der Inductionsspirale $= E$
der Widerstand ihres Drathes hierbei $= W$
der Widersand der Schliessung ausserhalb der Spirale $= w$,

so ist die Intensität $I$ des Stromes bei der *n*fachen Windungszahl derselben:

$$I = \frac{n E}{n^2 W + w}.$$

Damit die Intensität dieses Stromes ein Maximum sei, muss

$$n^2 W = w$$

sein; d. h. die Spirale muss bei gleichbleibender Kupfermasse so angeordnet werden, dass ihr Widerstand dem Widerstand der übrigen Schliessung ausser ihr gleich ist. — Bei der Erzeugung von Funken und vor Allem bei physiologischen Versuchen, zu welchen die Inductionsströme besonders verwendet werden, ist dieser Widerstand meist sehr bedeutend, so dass man hierbei die Inductionsspiralen aus einem langen, dünnen Kupferdrath winden muss. Bei galvanometrischen Versuchen, bei welchen man sich eines Galvanometers mit wenigeren Windungen bedient, wird man sie aus wenigeren Windungen von dickerem Drathe formen. Bei Anwendung verschiedener Inductionsspiralen kann daher bei der einen die physiologische Wirkung bedeutend, die galvanometrische gering sein, bei einer anderen dies Verhältniss sich gerade umkehren, wie dies z. B. von Henry[1]) unter Anwendung verschiedener, aus übersponnenem Kupferdrath gewundener, cylindrischer oder aus schmalen Kupferstreifen gewundener Bandspiralen beobachtet wurde.

## III. Induction bei Umkehrung der elektrodynamischen und elektromagnetischen Rotationen. Unipolare Induction.

719 Neben den bisher betrachteten, einfacheren Erscheinungen der Induction in linearen Leitern lassen sich noch manche andere aufführen. Nach dem Lenz'schen Gesetz würden wir in allen Fällen inducirte Ströme in einem Schliessungskreise erhalten, in denen durch einen galvanischen Strom in demselben eine Bewegung eines zweiten Leiters oder eines Mag-

---

[1]) Henry, Pogg. Ann. Ergänz.-Bd. I, S. 287. 1842*.

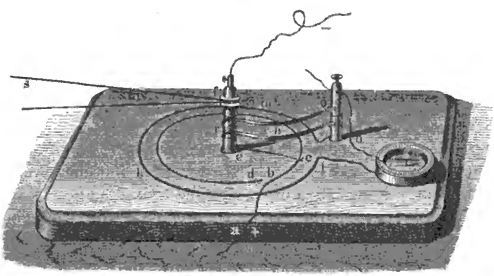
netes hervorgebracht wird, wenn wir umgekehrt den zweiten Leiter oder Magnet bewegen und den Schliessungskreis, welcher vorher die den bewegenden Strom erregende Säule enthielt, in sich schliessen.

Wir werden daher namentlich die in §. 123 und folgende erwähnten elektrodynamischen und elektromagnetischen Rotationsapparate auch zur Erzeugung von Inductionsströmen verwenden können.

Ein der Umkehrung der elektrodynamischen Rotation entsprechender Inductionsversuch, bei welchem noch besondere Eigenthümlichkeiten zu beachten sind, ist der folgende: 720

Neumann[1]) hat mit dem einen Pol *a* der Säule einen ringförmigen Drath *bcd*, Fig. 275, verbunden, dessen Enden *b* und *d* sehr nahe einan-

Fig. 275.



der gegenüber standen. In der Mitte des Drathringes war eine Metallaxe *ef* aufgestellt, von der ein Drath *ec* ausging, der auf dem Kreise *bcd* schleifte. Das andere Ende *f* der Axe war mit dem anderen Pole der Säule verbunden. Concentrisch zu dem Ring *bcd* war ein zweiter Drathkreis *klm*, „der Inductionskreis", befestigt. Das eine Ende desselben *l* war mit dem einen Ende des Drathes des Galvanometers *g*, das andere mit einer Feder *n* verbunden, die auf einem isolirt auf die Axe *ef* aufgesetzten Blechring *r* schleifte. Eine zweite gegen denselben schleifende Feder *o* führte zum zweiten Ende *h* des Multiplicators. Ein mit Holz ausgelegter Ausschnitt des Blechringes *r* vermittelte, dass jedesmal, wenn der Leiter *ec* bei der Drehung der Axe *ef* von dem Ende *d* des Ringes *bcd* auf das Ende *b* desselben übertrat, der Inductionskreis *lkmnrohg* geöffnet war, so dass die beim Oeffnen und Schliessen des inducirenden Kreises inducirten Ströme nicht in den Multiplicator gelangten. — Bei der Drehung der Axe *ef* vermittelst eines Schwungrades und eines Schnurlaufes *s* erhält man dann einen inducirten Strom.

[1]) Neumann, Abhandl. der Berl. Akad. 1847. S. 59*.

Wird aber die Schliessung des Inductionskreises nicht unterbrochen, während das bewegliche Leiterstück *cc* von *d* auf *b* übertritt, so erhält man bei schneller Drehung keinen Strom, indem die beim Oeffnen und Schliessen des inducirenden Kreises bei jenem Uebergang des Leiterstückes von *d* nach *b* inducirten Ströme sich mit dem durch die Bewegung des Leiterstückes *cc* inducirten gerade aufheben.

721 Einen ganz ähnlichen Versuch hat W. Weber[1]) angestellt, indem er einen Messingreifen von 120$^{mm}$ Durchmesser mit 1 Kilogramm übersponnenem Kupferdrath von 0,66$^{mm}$ Dicke umwickelte, dessen Enden mit dem Multiplicator verbunden waren. Eine Axe, die in der Mitte des Messingreifens aufgestellt war, trug einen Kupferring, von dem drei Messingfedern ausgingen, welche auf der inneren Fläche des Messingreifens schleiften. Wurde die Axe und der Messingreifen mit den Polen einer Säule verbunden und die Axe mit den Messingfedern gedreht, so erhielt man in dem Drathgewinde keinen Inductionsstrom.

Dieser Versuch entspricht also nicht einer einfachen Umkehrung der Rotationserscheinungen, denn die Axe mit den Federn würde rotiren, wenn man durch sie und den Messingreifen und ausserdem durch das den letzteren umgebende Drathgewinde einen Strom leitete.

Die von Neumann beobachtete Erscheinung beruht darauf, dass bei jeder ganzen Drehung des rotirenden Leiterstücks der inducirende Kreis gewissermaassen mit seiner ganzen Länge in die Schliessung eintritt, wie wenn ein vom Strom durchflossener Drathkreis von gleichen Dimensionen plötzlich an seine Stelle gebracht worden wäre. Hierdurch entsteht in dem umgebenden Drathkreis eine inducirte elektromotorische Kraft. Gleitet sodann das rotirende Leiterstück bei der Unterbrechungsstelle von dem Drathkreis ab, so tritt derselbe ebenso aus der Leitung hinaus, und es wird eine gleich starke, aber entgegengesetzt gerichtete elektromotorische Kraft in dem umgebenden Inductionskreise inducirt, wie vorher. Beide Inductionen würden sich aufheben, wenn der inducirte Kreis nicht während des Abgleitens des rotirenden Radius von dem inducirenden Kreise geöffnet würde und so die entgegengesetzte Induction keinen Strom zur Folge haben könnte.

Bei dem Versuch von Weber theilt sich dagegen der durch die Feder an der Axe in den Ring eintretende Strom an jeder Eintrittstelle, indem er von derselben nach beiden Seiten zur Verbindungsstelle des kreisförmigen Stückes mit dem zweiten Pole der Säule hinfliesst. In diesem Falle ändert sich bei der Drehung der Feder in den Elementen des Ringes, über welche dieselbe gerade hinweggleitet, die Richtung des Stromes, und zugleich ändert sich die Intensität desselben in den ganzen beiden Hälften der Leitung von der Feder bis zur Ableitungsstelle des Ringes zur Säule. Die durch beide Aenderungen bewirkten Inductions-

---

[1]) W. Weber, Elektrodyn. Maassbest. Thl. II, S. 315*.

wirkungen auf die den Ring umgebende Spirale heben sich aber gerade auf. — Wir werden auf diese Versuche noch in dem Schlusscapitel bei der Betrachtung der Theorie der Induction von Weber zurückkommen.

Dass in der That die Inductionswirkung in dem ersten Versuch so stattfindet, wie wir beschrieben, zeigen einige quantitative Versuche von W. Weber.

Der Arm *ec* des Apparates, Fig. 275, wurde auf den Punkt *d* des inducirenden Leiters gestellt und der inducirende Strom plötzlich geschlossen. Der Spiegel des die Intensität des inducirten Stromes messenden Spiegelgalvanometers zeigte eine Ablenkung von 8 Scalentheilen.

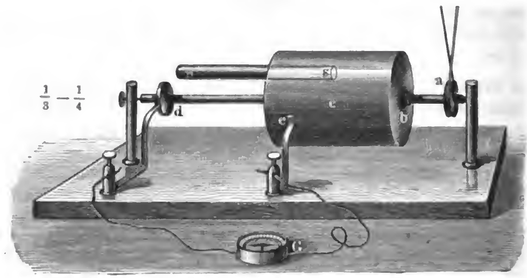
Wurde aber der Arm *ec* 10mal in der Secunde herumgedreht und der inducirte Stromkreis jedesmal beim Uebertreten von *ec* von *d* auf *b* geöffnet, so zeigte derselbe eine Ablenkung von 377 Scalentheilen. Der Spiegel des Galvanometers brauchte 10 Secunden zu einer Schwingung, erhielt also während derselben 100 Inductionsstösse. Durch die Formeln des §. 221 kann man die jedem einzelnen Inductionsstoss zukommende Ablenkung des Spiegels berechnen. Sie ergiebt sich gleich 8,16, also nahezu wie oben. Es ist also jedenfalls die ganze Induction nur durch das Ansteigen des Stromes in dem ruhenden Drathkreise bei der Drehung des Armes *ec* bedingt.

Bei der Umkehrung der Rotationen eines oder mehrerer 722
Magnete unter Einfluss eines Stromes erhält man gleichfalls Inductionsströme, wenn man die den Strom erregende Säule durch einen beliebigen Leiter ersetzt und die Magnete mechanisch bewegt. Bei dieser Induction zeigen sich keine solchen Anomalieen, wie bei den soeben erwähnten Inductionen, indem hier die Molekularströme des inducirenden Magnetes unverändert bleiben und nicht plötzliche Geschwindigkeitsänderungen der inducirenden Elektricitäten, wie bei der Volta-Induction bei Anwesenheit von „Gleitstellen“, auftreten. Sie sind daher einfach als Umkehrungen der entsprechenden elektromagnetischen Rotationen anzusehen.

Löthet man auf eine Metallaxe *a*, Fig. 276 (a. f. S.), eine Kupferscheibe *b* und an diese einen der Axe conaxialen, auf der einen Seite offenen Cylinder *c* von Kupferblech, und lässt gegen den Cylinder und einen Punkt der Axe zwei Federn *d* und *e* schleifen, welche mit dem Galvanometer *G* verbunden sind, so zeigt dasselbe einen Ausschlag, wenn man die Axe durch einen Schnurlauf in Rotation versetzt und zugleich den einen Pol *s* eines Magnetes *ns* in den Kupfercylinder einsenkt. — Der hierbei inducirte Strom ist gerade entgegengesetzt gerichtet dem Strom, welchen man vermittelst der Federn *d* und *e* durch den Kupfercylinder *c* leiten müsste, um ihn unter Einfluss des Magnetes *ns* in eine elektromagnetische Rotation zu versetzen, welche der ihm mechanisch mitgetheilten Rotation gleich ist.

In diesem Falle ist die Induction durch die Bewegung des Kupfercylinders an dem Magnet vorbei bedingt. Die inductorische Wirkung

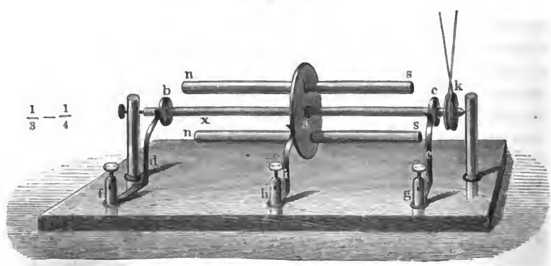
Fig. 276.




entspricht der elektromagnetischen Wirkung zwischen ihnen ohne weitere Nebenumstände.

723 Wir befestigen ferner, z. B. einen, zwei oder mehrere Magnete *n s*, Fig. 277, parallel neben einander in einer Kupferplatte *a*, welche auf eine

Fig. 277.




den Magneten parallele Axe *x x* aufgesetzt ist. Auf die Axe setzen wir zwei kleinere Metallräder *b* und *c* auf, gegen welche die Federn *d* und *e* schleifen, welche mit den Klemmschrauben *f* und *g* verbunden sind. Lassen wir in gleicher Weise gegen *a* die mit der Klemme *h* verbundene Feder *i* schleifen und verbinden *f* und *h* oder *g* und *h* mit den Polen einer Säule, so rotirt die Platte *a* mit den Magneten. Verbinden wir umgekehrt die Klemmen *f* und *h* oder *g* und *h* mit dem Galvanometer und versetzen mittelst eines um die Rolle *k* gelegten Schnurlaufes die Mag-

nete in Rotation, so entsteht in der Schliessung des Galvanometers ein Inductionsstrom, der gerade entgegengesetzt ist dem Strom, welcher beim Hindurchleiten durch die betreffenden Federn die Magnete in jene Rotation versetzt hätte. Würden wir dagegen die Federn *g* und *f* mit dem Galvanometer verbinden, so erhielten wir eben so wenig bei der Drehung der Scheibe *a* einen Inductionsstrom, wie eine Rotation derselben beim Verbinden der Federn *g* und *f* mit den Polen einer Säule eintritt.

Zwischen den Magneten und den mit ihnen fest verbundenen Thei- 724
len des Schliessungskreises des inducirten Stromes kann hier weder eine elektromagnetische, noch auch eine Inductionswirkung ausgeübt werden. Dieselbe beschränkt sich auf die Wechselwirkung zwischen den Magneten einerseits und den Federn *d* und *i* oder *e* und *i* und den zwischen ihnen eingeschalteten Theilen der Schliessung andererseits.

Wie sich bei der Rotation der Magnete durch einen Strom dieselben durch Solenoide ersetzen lassen, so wird dasselbe auch bei den Inductionswirkungen eintreten, so dass sich die Induction zwischen Magneten und Leitern auf die Induction zwischen in sich geschlossenen kleinen Strömen und den Leitern in gleicher Art genau ebenso zurückführen lässt, wie wir die elektromagnetischen Rotationserscheinungen auf elektrodynamische Erscheinungen zurückgeführt haben.

Einen besonderen Fall der im vorigen Paragraphen behandelten In- 725
ductionserscheinungen liefert die unipolare [nach Matteucci[1]) axiale] Induction durch die Rotation eines Magnetes um seine eigene Axe, welche zuerst von Faraday[2]) beobachtet worden ist.

Man befestigt an den Enden eines cylindrischen, stabförmigen Stahlmagnetes *m*, Fig. 278 (a. f. S.), metallene Fassungen, durch welche der Magnetstab zwischen zwei stählernen Spitzen *a* und *b* eingesetzt werden kann[3]). Auf das eine Ende des Magnetes wird ein Zahnrad oder eine Rolle geschoben, und derselbe durch andere Zahnräder, welche in das erste eingreifen, oder einen Schnurlauf in schnelle Rotation versetzt. Auf den Magnet schiebt man ferner ein kupfernes Rädchen *s* auf, welches in einen untergestellten Quecksilbernapf *g* eintaucht. Verbindet man jetzt eine der Stahlspitzen *a* oder *b* und das Quecksilbernäpfchen *g* mit den Enden des Drathes eines Galvanometers, so erhält man in demselben einen Strom. Die Richtung desselben hängt von der Polarität des Endes des Magnetes ab, welches mit dem Galvanometer verbunden ist, und zugleich von der Richtung der Rotation des Magnetes.

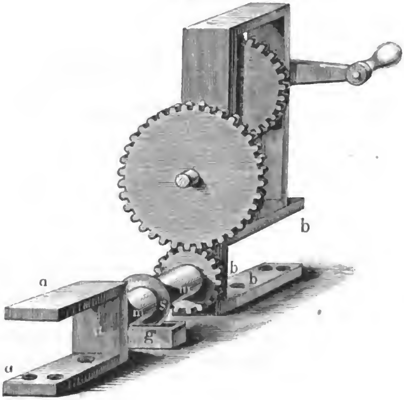
Ist z. B., wie in umstehender Figur 279, dieser Pol der Nordpol *N* des Magnetes, und rotirt der Magnet so, dass die gegen den Beschauer ge-

---

[1]) Matteucci, Cours spécial s. l'induction p. 65. Paris 1854*. — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. II, §. 217 bis 230. 1832*; auch Ser. XXVIII, 1851*. — [3]) W. Weber, Resultate des magn. Vereins 1839. S. 63*. Pogg. Ann. Bd. LII, S. 353*.

kehrte Seite in der Richtung des Pfeiles, also von oben nach unten sich dreht, so fliesst der Strom durch den Magnet vom Ende zur Mitte und durch die Schliessung *abc* weiter in der Richtung des Pfeiles *p*.

Fig. 278.

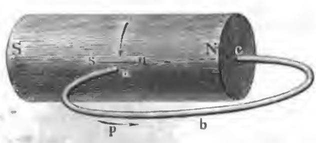



Würden wir durch den Drath *abc* in der Richtung des Pfeiles *p* einen Strom leiten, so würde der Magnet gerade in entgegengesetzter Richtung um seine Axe rotiren, wie er zur Erzeugung des Inductionsstromes gedreht werden muss, dessen Richtung durch den Pfeil angegeben ist.

726 Es ist auch hier klar, dass zwischen dem Magnet und den mit ihm fest verbundenen Theilen der Leitung keine elektromagnetische, und ebenso auch keine Inductionswirkung auftreten kann, sondern nur dadurch, dass jeder Punkt in ihm, so wie jeder Punkt der Peripherie seiner Molekularströme bei der Rotation seine relative Lage gegen den ruhenden Leitungsdrath ändert, welcher zwei seiner Punkte verbindet.

Aus der unmittelbaren Anwendung des Biot-Savart'schen Gesetzes (§. 96) könnte man freilich die Folgerung ziehen, dass ein mit einem Magnet fest verbundenes Leiterelement, durch welches ein Strom fliesst, mit ihm in eine derartige Wechselwirkung träte, dass beide durch ein Kräftepaar um eine mittlere Drehungsaxe zu rotiren strebten. Dann würde auch umgekehrt bei der Rotation eines

Fig. 279.




Magnetes um seine Axe in allen seinen Fasern durch die Wirkung der benachbarten Fasern eine elektromotorische Kraft inducirt werden können, vermöge deren sich der Magnet, je nach der Rotationsrichtung, in der Mitte mit der einen, an den Enden mit der entgegengesetzten freien Elektricität laden würde[1]). — Wir haben aber schon §. 114 angeführt,

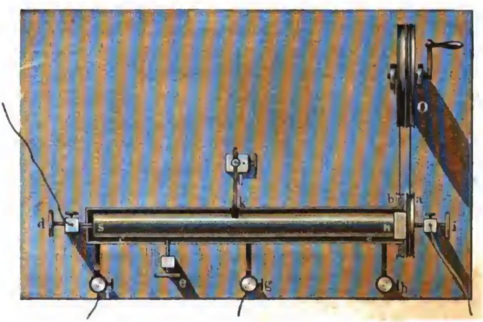
[1]) Nobili, Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 421. 1833*; Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXXVII, S. 352. 1852*.

dass wir annehmen, die elektromagnetischen Rotationen finden nur statt, wenn dabei die einzelnen Punkte des Magnetes und Leiters ihre relativen Lagen gegen einander ändern. Dann würde eine solche Ansammlung freier Elektricitäten auf dem Magnet nicht eintreten. Die genauere Untersuchung dieses Punktes würde für die eine oder andere Theorie entscheiden [1]).

Wenn aber der Magnet nur auf die Leiter, welche nicht an seiner Rotation theilnehmen, eine Inductionswirkung ausübt, so ist es, analog wie bei den elektromagnetischen Rotationen, völlig gleichgültig, ob der Magnet selbst als Leiter der inducirten Ströme dient oder ob dieselben nur durch einen mit ihm fest verbundenen Drath hindurchgehen; wie z. B. wenn man auf seine Mitte und sein Ende isolirt zwei mittelst eines Drathes verbundene Metallscheiben aufsetzt, welche durch Federn oder Quecksilbernäpfe mit den Leitungsdräthen des Galvanometers verbunden sind, und den Magnet nun in Rotation versetzt. Die Induction tritt hier ebenso ein, wie wenn der Magnet selbst als Leiter dient.

Ein Apparat von Fessel [2]) gestattet, diese verschiedenen Verhält- 727
nisse recht anschaulich zu machen. Er ist im Wesentlichen folgendermaassen construirt: Durch ein Schwungrad *O*, Fig. 280, mit Treibschnüren

Fig. 280.



werden zwei auf einer Axe sitzende Räder *a* und *b* gedreht. In das eine *a* ist ein cylindrischer Stahlmagnet *ns* eingesetzt. Das andere Rad *b* umfasst den Stahlmagnet und trägt einen ihm conaxialen Kupfercylinder *c*. Durch eine Schraube *d* kann man den Stahlmagnet feststellen, so dass das ihn treibende Rad *a* gehindert wird, sich zu drehen. Ebenso kann man durch Schraube *e* den Kupfercylinder *c* anhalten.

---

1) Beer, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 177. 1855*. — 2) Vgl. Plücker, l. c. S. 361*.

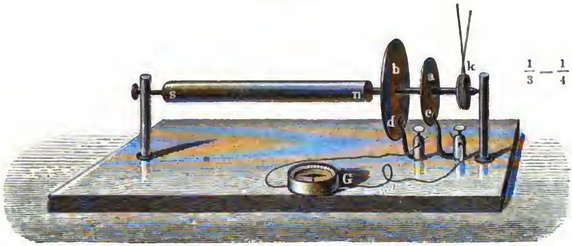
Lüftet man beide Schrauben *d* und *e*, so drehen sich der Magnet und Kupfercylinder gemeinschaftlich. — Auf den letzteren sind Metallscheiben gesetzt, die in Quecksilbernäpfe eintauchen, oder es schleifen, wie in der Figur, gegen denselben Federn *f*, *g*, *h*, welche man mit dem Galvanometer verbinden kann. Auch kann das eine oder andere Ende des Magnetes durch die Axe *i* der Räder *a* und *b* oder durch Schraube *d* mit einem Galvanometer verbunden werden, so wie durch eine in dem Kupfercylinder angebrachte Oeffnung *k* eine Metallfeder gegen den Magnet gedrückt werden, welche die Verbindung seiner Mitte mit dem Galvanometer vermittelt. — Verbindet man erstens die Federn *g* und *h* mit dem Galvanometer und dreht den Magnet *ns* allein, so erhält man keinen Inductionsstrom, da der Kupfercylinder zwischen *g* und *h* und das Galvanometer einen geschlossenen Kreis bilden und sich die Inductionswirkungen in demselben ebenso aufheben, wie z. B. beim Durchleiten eines Stromes durch diesen Kreis der Magnet *ns* nicht in Rotation gerathen würde. — Lässt man zweitens hierbei den Magnet mit dem Kupfercylinder zusammen rotiren, so erhält man einen gleich starken, aber entgegengesetzten Strom, wie wenn der Magnet festgehalten und nur der Kupfercylinder allein in Rotation versetzt wird. Im ersteren Falle wird die Induction in dem zwischen *g* und *h* eingeschalteten Leiterstück, im zweiten in dem zwischen *g* und *h* liegenden Stück des Kupfercylinders hervorgerufen, indem der Magnet in beiden Fällen nur gegen diese Stücke seine relative Lage ändert. Beide Inductionen sind gleich. Auch hier ist die Analogie mit den elektromagnetischen Rotationen ersichtlich, da es bei diesen ebenso nur auf die Lage der Endpunkte des vom Strom durchflossenen ruhenden und mit dem Magnet rotirenden Leiters ankommt. — Wird der Magnet selbst durch die Feder *k* und eine der Schrauben *d* oder *i* mit dem Galvanometer verbunden, und für sich in Rotation versetzt, so fällt der Versuch mit dem §. 725 beschriebenen zusammen. — Wird der Magnet mit dem Kupfercylinder durch einen in der Mitte und an den Enden eingesenkten Metallstift leitend verbunden und werden nun beide zugleich in Rotation versetzt, so ist der in gleicher Weise im Leiterstück zwischen der Feder *g* und der Schraube *d* oder *i* inducirte Strom intensiver, da er jetzt die doppelte Bahn im Magnet und Kupfercylinder hat. — Ersetzt man bei diesen Versuchen das Galvanometer durch eine Säule, so treten die entsprechenden elektromagnetischen Rotationen ein.

728 Zur Erzeugung eines Inductionsstromes bei der unipolaren Induction ist es nicht nöthig, dass die Verbindungen der unveränderlich mit dem rotirenden Magnet verbundenen Leiter mit dem übrigen ruhenden Schliessungskreise einerseits an einer Stelle zwischen den Polen des Magnetes, andererseits an seinem einen Ende geschehe.

Befestigt man auf der Rotationsaxe des Magnetes *ns*, Fig. 281, zwei metallisch mit einander verbundene Kupferscheiben *a* und *b* und lässt gegen dieselben die zum Galvanometer führenden Federn *c* und *d*

schleifen, so erhält man ebenfalls bei der Rotation des Magnetes einen Inductionsstrom. Nur wenn beide Federn gegen die der Magnetaxe ent-

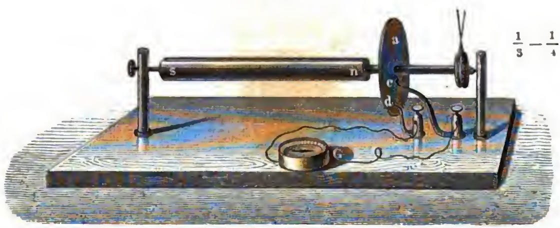
Fig. 281.




sprechenden Centra der Scheiben gegenliegen, erhält man keinen Strom, da dann auch ein durch die Elektroden *c* und *d* und die Scheiben *a* und *b* geleiteter Strom den Magnet nicht in Rotation versetzen würde.

Auch wenn man nur eine Metallscheibe *a*, Fig. 282, auf die Magnetaxe setzt und auf zwei ungleich weit von ihrem Centrum entfernte

Fig. 282.




Punkte derselben die Elektroden *c* und *d* des Galvanometers *G* aufsetzt, erhält man in gleicher Weise Inductionsströme. — In diesem Falle sind die Ströme in der Leitung *c G d* inducirt; in der Scheibe *a* selbst entsteht keine Induction, da sie mit dem Magnet unveränderlich verbunden ist. Würde man dagegen die Elektroden *c* und *d* mit dem Magnet fest verbinden und mit ihm rotiren lassen, während man die Scheibe *a* in Ruhe erhält, so würde bei der Rotation des Magnetes mit den Elektroden die Induction in allen radialen Elementen der Scheibe *a* stattfinden. Schleifen die Elektroden stets gleichzeitig auf demselben Radius der Scheibe, und betrachten wir nur die Induction in diesem Radius, so ist wie in §. 727 ersichtlich, dass der hier erzeugte Inductionsstrom dem im

vorigen Versuch entstehenden völlig entspricht, ihm aber entgegengerichtet ist.

Lassen wir endlich den Magnet mit den mit ihm verbundenen Elektroden *c* und *d* ruhen, und versetzen die Scheibe *a* allein in eine der vorherigen Rotation des Magnetes entgegengesetzte Rotation, so wird wiederum dieselbe Inductionswirkung eintreten, da sie nur von der relativen Bewegung des Magnetes, so wie der mit ihm fest verbundenen und der von ihm unabhängigen Theile der Schliessung abhängt.

Dieser letztere Versuch lässt sich leicht anstellen, indem man eine Kupferscheibe auf die Axe einer Centrifugalmaschine aufsetzt, in der Verlängerung der Axe vor derselben einen Magnetstab befestigt und nun auf zwei Stellen der Scheibe amalgamirte Metallfedern aufdrückt, welche an besonderen Haltern befestigt und mit dem Galvanometer verbunden sind.

729 Ein genaueres Studium dieses letzteren Versuches lässt noch besondere Eigenthümlichkeiten bei den im vorigen Paragraphen erwähnten Fällen der unipolaren Induction erkennen.

Werden die beiden zum Galvanometer führenden Federn in den Abständen $R$ und $R_1$ von dem Mittelpunkt der rotirenden Scheibe auf dieselbe aufgesetzt und nun bei unverändertem wechselseitigem Abstand $R - R_1$ nach der Peripherie der Scheibe verschoben, so nimmt allmählich der Strom bis auf Null ab und kehrt sodann seine Richtung um [1]).

Der Grund der Umkehrung dieser Ströme erklärt sich wiederum unmittelbar aus der Anwendung des Lenz'schen Gesetzes der Reciprocität der elektromagnetischen und magnetoelektrischen Erscheinungen.

Denken wir uns ein kurzes Stück des Radius der Scheibe von einem Strom in einer bestimmten Richtung durchflossen, so würde die Scheibe durch den elektromagnetischen Einfluss des Magnetes auf dasselbe in Rotation kommen, und zwar in verschiedener Richtung, jenachdem jenes Stück näher oder ferner von der Axe des Magnetes sich befindet. Die Lage des Stückes, bei welcher die Umkehrung der Rotationsrichtung eintritt, ergiebt sich aus den Berechnungen des §. 117, 2. Offenbar wird nun auch umgekehrt bei der durch äussere Hülfsmittel bewirkten Rotation der Scheibe vor dem Magnetpol in den einzelnen Elementen ihrer Radien ein Strom in der einen oder anderen Richtung inducirt werden, welcher stets dem Strom entgegengesetzt ist, der beim Hindurchleiten durch jene Elemente der Scheibe die ihr mechanisch mitgetheilte Rotation gleichfalls ertheilen würde.

Durch diese Induction wird gegen das Centrum und die Peripherie der Scheibe hin gleichzeitig dieselbe Elektricität bewegt, während in einer zu der Axe des Magnetes concentrischen Zone derselben sich die entgegengesetzte Elektricität anhäuft. Beim Aufsetzen der Dräthe des Galvanometers auf diese oder jene Stellen der Radien der Scheibe diesseits

1) Felici, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XLIV, p. 343. 1855*.

oder jenseits jener Zone würde man daher entgegengesetzt gerichtete Ströme im Galvanometer erhalten.

Der Wechsel der Richtung der Inductionsströme wird hier auf denselben Stellen des Radius eintreten, auf denen der Wechsel der Richtung der oben erwähnten elektromagnetischen Rotation eintritt. — Mit wachsendem Abstande der rotirenden Scheibe vom Magnet werden sich jene Stellen immer weiter gegen ihren Rand verschieben, wie sich dies ohne Weiteres aus der Betrachtung der §. 117 erwähnten Curve der Umkehrung der elektromagnetischen Rotation ergiebt.

Verbindet man zwei weiter von einander entfernte Punkte des Radius der rotirenden Scheibe mit dem Galvanometer, so erhält man einen Inductionsstrom, der durch die Summe der, in allen zwischen ihnen liegenden Elementen inducirten elektromotorischen Kräfte erzeugt ist und verschieden gerichtet sein kann. Verbindet man z. B. das Centrum und die Peripherie der Scheibe mit dem Galvanometer, so ist die Richtung der durch dasselbe gehenden Ströme dieselbe, wie in den dem Centrum der Scheibe zunächst liegenden Elementen, da diese dem Magnet näher liegen und die in ihnen inducirte elektromotorische Kraft grösser ist, als in den der Peripherie näher liegenden Elementen.

Die analogen Resultate würden sich auch bei den anderen §. 728 beschriebenen Versuchsmethoden ergeben [1]).

---

[1]) In einer eigenthümlichen Art hat W. Weber (l. c.) den einfachsten, §. 725 beschriebenen und durch Fig. 279 dargestellten Fall der unipolaren Induction behandelt. — Es ist ersichtlich, dass die elektromagnetische Rotation zweier oder mehrerer Magnete unter Einfluss eines unveränderlichen, aus linearen Leitern gebildeten Stromkreises, von dem ein Theil fest mit den Magneten verbunden ist (vergl. Fig. 277) stets nur eintreten kann, wenn bei jedem Umlauf die Nord- oder die Südpole der Magnete einmal durch die von der Stromesleitung umgrenzte Fläche hindurchgehen. Dreht man ebenso die Magnete mechanisch, so entsteht auch nur ein Inductionsstrom, wenn bei jeder Umdrehung nur die einen oder die anderen Pole derselben den von der Leitung des inducirten Stromes umgrenzten Flächenraum schneiden. Niemals würde aber eine Rotation oder eine Induction eintreten, wenn die Magnete mit beiden Polen durch den Schliessungskreis des auf sie elektromagnetisch wirkenden Stromes oder des Inductionsstromes hindurchgehen müssten, also z. B. die Schliessung durch beide Enden der Drehungsaxe vermittelt wäre. — Dient nun der Magnet selbst bei der unipolaren Induction als Leiter der inducirten Ströme, so schliesst Weber, dass nur diejenigen magnetischen Moleküle des Magnetes hierbei inducirend wirken, welche von der Stromesbahn des inducirten Stromes geschnitten werden, also von denen nur das eine polare Ende durch die von der Stromesbahn begrenzte Fläche hindurchgeht. Dasselbe würde eintreten, wenn statt des Magnetes ein fest mit ihm verbundener Drath die Leitung vermittelt. — Wenn die Leitung durch das eine Ende $N$ des Magnetes und eine auf irgend eine Stelle desselben geschobene Metallscheibe hergestellt wird, so entspricht, wie die Stromesbahn auch laufe, stets die Zahl dieser inducirenden Moleküle dem Radius des Magnetes; denn wenn jene Bahn selbst beliebige Windungen machte, statt direct von der Axe zur Peripherie des Magnetes zu gehen, so dass mehr Moleküle, als vorher; durch die Strombahn geschnitten würden, so würde die Zahl der inducirenden Moleküle doch nicht wachsen, indem in den hinzugekommenen Molekülen gleich viel süd- und nordpolare Enden durch die von der Stromesbahn umschlossene Fläche hindurchgehen und ihre Wirkung sich neutralisirt. Wären die Moleküle des Magnetes alle gleich stark magnetisch, so müsste bei einmaliger Umdrehung desselben die inducirte elektromotorische Kraft der Anzahl der durch die Stromesbahn hindurchgehenden wirksamen Moleküle, d. i. dem Querschnitt des Magnetes, proportional sein. Sie wäre unabhängig von der Länge der Magnete und der Lage der

## IV. Induction durch die Erde.

730 Auch durch den Erdstrom lassen sich Inductionsströme erzeugen, wie dies Faraday[1]) zuerst dargethan hat.

Ein Rechteck von Kupferdrath, dessen Enden mit dem Galvanometer verbunden waren, wurde über dem letzteren hin- und herbewegt. Bei jeder Bewegung schlug die Nadel aus und zwar mit wechselnder Bewe-

ableitenden Metallscheibe. Kann sich der inducirte Strom auf mehreren Wegen neben einander durch den Magnet bewegen, so ist, analog wie bei der Verbindung mehrerer gewöhnlicher Elemente neben einander, die inducirte elektromotorische Kraft nicht grösser als bei einer Bahn.

Weber hat den ersten dieser Sätze geprüft, indem er u. A. vor die Pole des 502mm langen, 20,5mm dicken Magnetes des Fig. 278 gezeichneten Apparates zwei Magnetstäbe mit ihren ungleichnamigen Polen vorlegte, so das Moment seiner an den Enden gelegenen Moleküle verstärkte und auf diese Weise das Moment des Stabes an allen Stellen möglichst gleich machte. Wurde dann die ableitende Scheibe von dem mit der einen Elektrode eines Spiegelgalvanometers verbundenen Ende des Magnetes bis an das andere Ende desselben verschoben, so änderte sich bei gleicher Drehungsgeschwindigkeit (4,3mal in der Secunde) die Ablenkung des Magnetes des Galvanometers nur von 59,08 bis 57,12. Bei Ableitung in der Mitte betrug der Ausschlag indess 97,36.

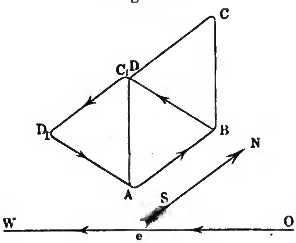
Denkt man sich den Magnet mit einer Drathwindung umlegt und kehrt seine Polarität um, so kehren sich alle in der Ebene der Windung liegenden, d. h. dem Querschnitt des Magnetes entsprechenden Molekularmagnete um; sie bewegen dabei ihre Nordpole nach der einen, ihre Südpole nach der anderen Seite der Windung. Da bei der unipolaren Induction bei einer Umdrehung des Magnetes die gleiche Zahl Molekularmagnete nur ihre Nordpole oder nur ihre Südpole durch die Strombahn bewegt, muss also die inducirte elektromotorische Kraft im ersten Fall doppelt so gross sein, als im letzten. — Auch dieses Resultat hat Weber geprüft, indem er einmal die bei einer Umdrehung des Magnetes inducirte elektromotorische Kraft bestimmte, sodann die elektromotorische Kraft, welche sich ergab, als der Magnet abwechselnd in eine Inductionsspirale eingeschoben und aus ihr entfernt wurde, während dieselbe mit einem Spiegelgalvanometer verbunden war. Die Bewegungen des Magnetes geschahen stets, wenn der Magnet des letzteren durch die Ruhelage nach der einen oder anderen Seite hindurchging. Nach den Angaben des §. 219 kann hieraus die Intensität eines Inductionsstosses, also auch die in einer Windung der Inductionsspirale inducirte elektromotorische Kraft bestimmt werden. Dieselbe ergab sich namentlich bei kurzen dicken Stahlmagneten doppelt so gross, wie vorher bei einer Umdrehung des Magnetes bei der unipolaren Induction.

Wenngleich Weber die Verschiedenheit der unipolaren Induction bei Ableitung des inducirten Stromes durch das eine Ende der Axe des Magnetes einerseits, sowie andererseits durch eine auf die Mitte oder das Ende des Magnetes geschobene Metallscheibe auf die stärkere Magnetisirung seiner Moleküle in der Mitte schiebt, so dürfte sich dieses Resultat, sowie die Gleichheit der Induction bei Aufsetzen der Scheibe auf beide Enden des Magnetes doch auch direct aus dem Lenz'schen Gesetz ableiten lassen, indem ganz analog beim Hindurchleiten eines Stromes durch den vorherigen Inductionskreis die elektromagnetische Wirkung auf den Magnet gleich ist, wenn der Strom in der Axe des Magnetes eintritt und an seinem einen oder seinem anderen Ende durch die Metallscheibe abgeleitet wird, diese Wirkung aber bei der Ableitung in der Mitte des Magnetes im Maximum ist (vergl. §. 120). — In den Fällen, in welchen der Weg des Stromes durch den fest mit dem Magnet verbundenen Leiter sich während jeder Umdrehung ändern kann, braucht auch nicht immer eine Durchschneidung der Moleküle des Magnetes durch die Stromesbahn einzutreten; so z. B. bei den §. 728 beschriebenen Versuchen, bei denen der den Magnet in Rotation versetzende oder durch seine Rotation inducirte Strom durch eine oder zwei auf seiner Axe befestigte Metallscheiben geleitet wird, und sich also die Stromesbahn in jedem Augenblick ändert.

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. II, §. 171 bis 180. 1832*.

gungsrichtung des Rechtecks nach der einen oder anderen Seite. Es bezeichne Fig. 283 *ABCD* die erste verticale Lage desselben. Seine Ebene falle mit der des magnetischen Meridianes zusammen, so dass die Seite *AB* in der magnetischen Nordsüdrichtung *NS* liege. Stellt dann *OW* den von Ost nach West auf der Erdoberfläche gerichteten Erdstrom vor, so wird beim Umlegen des Rechteckes nach West in die Lage $ABC_1D_1$ in demselben ein Strom inducirt, welcher dem Strom in *eW* entgegengerichtet ist, also in dem Reckteck von $C_1$ über $D_1$ nach *A* und *B*, d. h. in der unteren Seite desselben von Süd nach Nord fliesst. Wird dagegen das Rechteck von dieser geneigten Lage in die frühere verticale gebracht oder noch weiter nach Ost umgelegt, so kehrt sich die Stromesrichtung in demselben um; in der unteren Seite desselben *AB* fliesst der Strom von Nord nach Süd.

Fig. 283.




Wird umgekehrt das Rechteck *ABCD* um seine obere Seite *CD* hin- und herbewegt, so treten, wie sich leicht übersehen lässt, die umgekehrten Stromesrichtungen auf.

Liegt das Rechteck *ABCD* nicht in der Ebene des magnetischen Meridians, sondern in einer anderen Lage, so treten analoge Erscheinungen ein. Es wird indess kein Strom inducirt, wenn das Rechteck parallel der Inclinationsrichtung fortbewegt wird.

In grösserer Intensität kann man diese Ströme erhalten, wenn man 731
ein Drathgewinde (z. B. nach Weber[1]) eine Rolle von 718,3$^{mm}$ Durchmesser und 120$^{mm}$ Höhe, welche mit 542$^{m}$ Kupferdrath von etwa 20 Kilogrm. Gewicht umwickelt ist), an einem hölzernen Rahmen befestigt, welcher an zwei diametral einander gegenüberstehenden Messingzapfen einmal in zwei vertical über einander liegenden Lagern um eine verticale, sodann auch in zwei horizontalen Lagern um eine der Ebene des magnetischen Meridianes parallele, horizontale Axe gedreht werden kann. Die Enden des Inductionsdrathes werden durch zwei Klemmen mit dem Galvanometer verbunden.

Bringt man die Spirale, während ihre Drehungsaxe vertical ist, in eine solche Lage, dass die Ebene ihrer Windungen auf dem magnetischen Meridian senkrecht steht, und dreht sie um 180° herum, so entsteht ein Inductionsstrom, der die Galvanometernadel ablenkt, und dessen Intensität durch diese Ablenkung bestimmt werden kann. — Wendet man

---

[1]) W. Weber, Abhandl. der K. Gesellschaft in Göttingen Bd. V, S. 53. 1853*.

ein Spiegelgalvanometer nach Art des §. 203 beschriebenen an, in welchem die Schwingungen der Nadel gedämpft werden, so kann man, wenn die Nadel ihre erste Schwingung vollendet hat, die Spirale plötzlich um $180^0$ zurückdrehen und dieses Umwenden derselben jedesmal wiederholen, wenn die Nadel durch ihre Ruhelage nach der einen oder anderen Seite hindurchgeht. Die Intensität $I$ des bei jeder Drehung der Inductionsspirale inducirten Stromes bestimmt sich dann nach der §. 219 beschriebenen Multiplicationsmethode. Die elektromotorische Kraft desselben ist, wenn $F$ der von den Windungen der Spirale umschlossene Flächenraum, $P$ die Kraft des Erdmagnetismus, $\varphi$ der Inclinationswinkel ist, $I = \varepsilon . FP . \cos . \varphi$, wo $\varepsilon$ die sogenannte Inductionsconstante ist (vergl. das folgende Capitel). — Würde man die Spirale so stellen, dass ihre Windungen vor und nach der Drehung um $180^0$ der Meridianebene parallel wären, so erhielte man keinen Inductionsstrom.

Bei der horizontalen Lage der Drehungsaxe bringt man die Ebene der Windungen in eine horizontale Lage und dreht sie so um $180^0$. Der nun inducirte Strom hat die Intensität $I_l = \varepsilon . F . P . \sin \varphi$. Durch Division der beiden Werthe erhielte man $\frac{I_l}{I} = tg\, \varphi$. — Es ist dies ein vorzügliches Mittel zur Bestimmung der Inclination. Die nähere Betrachtung der einzuschlagenden Methoden gehört indess nicht hierher.

Die Richtung der Inductionsströme ist in allen diesen Fällen die gleiche, wie die Richtung eines durch die Leiter geschickten Stromes, der ihnen die entgegengesetzte Bewegung ertheilen würde, als die ist, welche man ihnen von aussen mechanisch mitgetheilt hat.

732 Indirect kann man durch den Erdmagnetismus leicht stärkere Inductionsströme erzeugen, wenn man durch denselben in Eisenstäben temporär den Magnetismus der Lage (§. 83) hervorruft, und dieselben dabei mit Inductionsspiralen umwickelt.

Hält man die Spirale mit dem Eisenkern so, dass ihre Axe mit der Richtung der Inclinationsnadel zusammenfällt, und kehrt sie plötzlich um $180^0$ um, dass ihr unteres Ende zu oberst kommt, so entsteht in derselben ein inducirter Strom. Die Richtung desselben ist die gleiche, wie wenn ein bezeichneter (Nord-) Pol eines Magnetstabes von oben in die Spirale hineingeschoben worden wäre. Auch wenn man an Stelle des Eisenstabes einen Stahlmagnet in der Spirale befestigt, erhält man beim Umkehren derselben einen Strom, hervorgebracht durch die Aenderung der temporären Magnetisirung des Stahls. Dieselben Resultate erhält man, wenn die Spirale von vornherein so aufgestellt wird, dass ihre Axe mit der Richtung der Inclinationsnadel parallel ist, und man nun in dieselbe einen Eisenstab schiebt. Derselbe wird magnetisch, so dass sein Nordpol nach unten gekehrt ist, und erzeugt in den Windungen der Spirale einen Strom, welcher den in ihm angenommenen Molekularströmen entgegengerichtet ist, der also in den nach oben gekehrten Hälften der Windungen der Spi-

rale von West nach Ost fliesst. Beim Herausziehen des Eisenstabes aus der Spirale erhält man einen entgegengesetzten Inductionsstrom in derselben [1]).

Um auf diese Weise auch einen sichtbaren Funken durch den Inductionsstrom zu erhalten, muss man die Intensität desselben bedeutend verstärken, wie dies zuerst von Palmieri und Santi Linari [2]) geschehen ist. Sie befestigten an einem Rahmen von Holz parallele Reihen von (10) 60 Centimeter langen Stücken von Flintenläufen, deren Enden mit Eisenpflöcken verstopft waren, und die bis auf die Enden mit übersponnenem Kupferdrath umwickelt waren. Der die Läufe tragende Rahmen war an einer, gegen die Axen der Läufe senkrechten und in Lagern drehbaren, horizontalen Holzaxe befestigt, auf welche zwei Kupferräder gesetzt waren, an die die Enden der zu den Drathwindungen der Flintenläufe führenden Leitungsdräthe angelöthet waren. Das eine dieser Räder war nicht unterbrochen, der Rand des anderen war so ausgeschnitten, dass er nur zwei diametral gegenüber liegende Spitzen behielt. Beide Räder tauchten in ein Gefäss voll Quecksilber. Der Apparat wurde so gestellt, dass seine Drehungsaxe senkrecht gegen die Ebene des magnetischen Meridians lag, und nun der Rahmen mit den Flintenläufen um jene Axe gedreht. Waren die Spitzen des ausgeschnittenen Rades so gestellt, dass sie sich gerade aus dem Quecksilber hoben, wenn die Flintenläufe bei der Drehung ihre der Inclinationsrichtung parallele Lage verliessen, so dass also der Stromkreis der Spiralen geöffnet wurde, wenn die Aenderung des durch den Erdmagnetismus erzeugten Magnetismus der Flintenläufe, mithin die Intensität der inducirten Ströme im Maximum war, so beobachtete man im Dunkeln sichtbare Funken. Dieselben verschwanden, wenn das ausgeschnittene Rad um 90° gedreht wurde, weil dann bei der Unterbrechung der Inductionsstrom das Minimum der Intensität besass. 733

Bei diesem Apparat findet die Induction sowohl direct durch die Aenderung der Lage der Spiralen selbst, als auch namentlich indirect durch die Aenderung des Magnetismus der Flintenläufe statt.

Später ist es auch Palmieri [3]) gelungen, ohne Anwendung von Flintenläufen Funken durch die Erdinduction zu erhalten. Er ersetzte dabei den Rahmen mit den Flintenläufen durch einen elliptischen Holzrahmen, dessen Hauptaxen 1,2 Meter und 0,9 Meter betrugen, und der mit 200 Windungen von mit Seide übersponnenem Kupferdrath von 1,5$^{mm}$ Dicke umwunden war. Derselbe war sonst ganz wie der Rahmen mit den Flintenläufen vorgerichtet und wurde um seine auf der Ebene des magnetischen Meridians senkrechte grosse Axe in Rotation versetzt.

---

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. II, §. 140 bis 147. 1832*; vergl. auch Nobili und Antinori, Antologia Nr. CXXXI, Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 481. 1832*. — [2]) Palmieri und Santi Linari, Compt. rend. T. XVI, p. 1442. 1843*; T. XVIII, p. 762. 1844*; Pogg. Ann. Bd. LIX, S. 641* und Bd. LXII, S. 285*. — [3]) Palmieri, Archives de Genève T. V, p. 190; Pogg. Ann. Bd. LXVII, S. 244. 1846*.

## V. Extraströme.

734 Wie ein in einer Drathspirale entstehender oder verschwindender Strom in einer zweiten, benachbarten Spirale einen Inductionsstrom hervorrufen kann, so inducirt auch das Entstehen und Vergehen eines Stromes in jeder einzelnen Windung einer Spirale in den benachbarten Windungen einen Strom, welcher sich mit dem ursprünglichen Strome vereint. Diesen inducirten Strom bezeichnet man mit dem Namen Extrastrom[1]), Nebenstrom, secundärer oder Gegenstrom[2]), oder auch wohl mit dem englischen Namen Extracurrent. Der Extrastrom ist bei der Schliessung des Stromkreises dem primären Strom in der Spirale entgegengerichtet. Er subtrahirt sich von demselben und vermindert im ersten Augenblick der Schliessung seine Intensität. Der beim Oeffnen des Stromkreises inducirte Extrastrom ist dem primären Strom gleichgerichtet, addirt sich daher zu ihm und vermehrt seine Intensität[3]). Letzteren Strom nennt Moser auch den succedirenden Strom[4]).

Legt man in die Drathspirale einen Eisenkern ein, so entsteht und verschwindet in demselben gleichzeitig mit dem Entstehen und Verschwinden des Stromes in der Spirale auch der temporäre Magnetismus. Hierdurch werden in der Spirale Inductionswirkungen im gleichen Sinne hervorgerufen, wie durch die Intensitätsänderungen des Stromes in derselben. Die Extraströme treten in Folge dessen viel stärker hervor, als ohne Anwendung des Eisenkernes.

735 Man kann die Existenz und die Wirkungen des bei der Oeffnung des Schliessungskreises entstehenden Extrastromes folgendermaassen nachweisen:

Man verbindet den einen Pol einer Säule durch einen kurzen Drath mit einem Quecksilbernäpfchen, in welches der vom anderen Pole der Säule kommende Leitungsdrath eintaucht. Hebt man den Leitungsdrath aus dem Näpfchen, so erhält man nur einen schwachen Funken. Schaltet man aber in den Schliessungskreis noch eine aus einem langen, dünnen Drath gewundene Spirale ein, so erscheint in Folge des in derselben entstehenden Oeffnungs-Extrastromes beim Herausheben des Leitungsdrathes aus dem Quecksilbernapf ein lebhafter Funken, obgleich jetzt der Widerstand in dem Schliessungskreis viel bedeutender ist, als vorher. Diese Verstärkung des Oeffnungsfunkens zeigt sich, wie Dal Negro (l. c.) zuerst gezeigt hat, namentlich bei Einlegen von Eisenkernen in die Spiralen oder Oeffnen des Schliessungskreises des einen Elektromagnet erregenden Stromes.

---

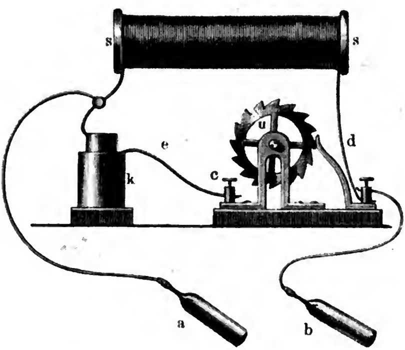
[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. IX, 29. Jan. 1835*. Erste Beob. von Jenkins. — [2]) Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 134. 1838*. — [3]) Vergl. auch Dal Negro, Bibl. Univ. T. II, p. 394. 1833; Nobili und Antinori, Antologia Nr. 136; Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 436. 1833*. — [4]) Moser, Dove's Repert. Bd. I, S. 330. 1837*.

Bringt man an den, neben dem Quecksilbernapf befindlichen Enden der Leitung zwei metallene Handhaben an, welche man mit feuchten Händen fasst, so erhält man beim Oeffnen des Stromkreises am Quecksilbernapf keinen Schlag, wenn derselbe aus einem kurzen Drath besteht, wohl aber, wenn er eine Spirale enthält. — Zur Anstellung dieses Versuches braucht man auch nur die mit Handhaben versehenen Enden der an den Polen einer Säule befestigten Leitungsdräthe mit feuchten Händen zu ergreifen, die Handhaben selbst aneinander zu bringen und wieder von einander zu entfernen. Man erhält dann jedesmal einen Schlag, wenn der Schliessungskreis eine grössere Drathspirale enthält. Beim Einlegen eines Eisenkerns in die Spirale werden die Erschütterungen stärker.

Diese Beobachtungen wurden bei Anwendung einer einen Eisenkern enthaltenden Spirale von Jenkins und Masson[1]) im Jahre 1834 zuerst gemacht. Sie führten zunächst zur Entdeckung der Extraströme.

Will man eine Reihe von Erschütterungen durch den Extrastrom auf den Körper wirken lassen, so kann man den Fig. 284 gezeichneten Apparat verwenden. 736

Fig. 284.




In demselben ist *k* die den Strom erregende Säule, *ss* die Spirale, *a* und *b* sind die mit dem Körper verbundenen Handhaben, *u* ein in den Schliessungskreis eingeschalteter Stromunterbrecher (vergl. Thl. I, §. 80). Die Handhabe *a* könnte ebenso gut auch an der Klemmschraube *c* angebracht werden, wo dann aber beim Oeffnen des primären Stromkreises stets noch die Säule *k* selbst in den durch den Körper geschlossenen Stromkreis des Extrastromes eingefügt ist. — Den Unterbrecher *u* kann man auch durch einen Wagner'schen Hammer oder auch nur durch eine eiserne Raspel ersetzen, deren eines Ende mit der Spirale *s* durch den Drath *d* verbunden wird, und auf welcher man mit dem von der Säule kommenden Leitungsdrath *e* entlang führt.

Unterbricht man den Strom durch einen Interruptor immer schneller, so erreicht man endlich ein Maximum der physiologischen Wirkung; bei

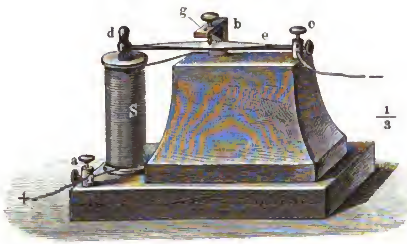
[1]) Masson, Ann. de Chim. et de Phys. [2] T. LXVI, p. 6. 1837*.

schnellerer Drehung nimmt dieselbe wieder ab [1]), indem dann während der jedesmaligen Schliessung der Schliessungsextrastrom noch nicht völlig abgelaufen ist, und so der Strom beim Oeffnen noch nicht das Maximum seiner Intensität erlangt hat (vergl. weiter unten).

737 Schiebt man während der Unterbrechungen des Stromes in die Spirale *ss* einen Eisenstab oder ein Bündel Eisendräthe ein, so werden die Erschütterungen sogleich viel stärker.

Um die physiologische Wirkung des Extrastromes bei Anwendung von Eisenkernen recht deutlich zu zeigen, kann man sich des mit dem Wagner'schen Hammer verbundenen Apparates, Fig. 285, bedienen. Die

Fig. 285.




Spirale *s* enthält einen aus dünnen Eisendräthen gebildeten Kern. Ihr eines Ende ist mit der Klemme *a*, ihr anderes mit der Metallschraube *b* verbunden, die unten in eine Spitze von Platin ausläuft. Gegen die letztere federt die an der Klemmschraube *c* befestigte Messingfeder *e*, auf welche unterhalb *b* ein Platinplättchen gelöthet ist, und die bei *d* einen eisernen Knopf trägt. Man steckt zwei Metallstifte, welche an Goldschnüren metallene Handhaben tragen, in besondere Löcher *g* und *f*, welche in die die Schraube *b* führende Metallfassung und die Klemmschraube *a* gebohrt sind, und ergreift die Handhaben mit den Händen. Werden die Klemmen *c* und *a* mit den Polen der Säule verbunden, so ist der Stromkreis derselben durch *cebsa* geschlossen. Der Eisenkern der Spirale wird magnetisch, zieht den Knopf *d* an und öffnet dadurch den Stromkreis an der Schraube *b*. Der hierbei in der Spirale entstehende Extrastrom fliesst durch *f*, *s*, *b*, *g* und den menschlichen Körper. Nach dem Oeffnen des primären Stromkreises wird der Eisenkern der Spirale *s* wieder unmagnetisch. Die Feder *e* drückt den Knopf *d* von demselben ab und legt sich gegen die Schraube *b*, wodurch der Stromkreis von Neuem geschlossen wird [2]).

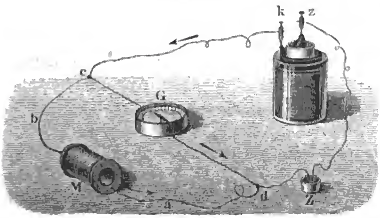
[1]) Masson, Ann. de Chim. et de Phys. [2] T. LXVI, p. 6. 1837*. — [2]) Vgl. Neef, Pogg. Ann. Bd. XLVI, S. 104. 1839*.

Bei diesen Versuchen beobachtet man nur die Wirkungen des Oeffnungsextrastromes, da der Schliessungsextrastrom sich erst nach der metallischen Schliessung der Kette bildet und so den schlechtleitenden menschlichen Körper kaum durchfliesst.

Um die Ablenkung der Nadel eines Galvanometers zunächst 738
durch den Oeffnungsextrastrom zu erhalten, verbindet man die Pole einer Säule *zk*, Fig. 286, durch den Drath *zdabck*, in welchen bei *M* ein langer gerader oder zickzackförmiger Drath oder auch eine Drathspirale eingefügt werden kann, und vereint die Punkte *c* und *d* desselben durch einen Drath *cd*, in den bei *G* ein Galvanometer eingefügt ist. Die Nadel dieses Galvanometers würde in Folge des in der Richtung des Pfeiles fliessenden Stromes der Säule ausschlagen. Man hindert sie daran durch eine einseitige Hemmung [1]) (vergl. Th. II. §. 238).

Besteht *M* aus einem geraden oder in Zickzackwindungen gebogenen Drath, und öffnet man die Schliessung z. B. bei *Z* mit Hülfe eines daselbst angebrachten Quecksilbernapfes, so entsteht in dem Drath *cMd* kein inducirter Strom, die Nadel des Galvanometers bleibt in Ruhe. Schaltet man aber in den Drath bei *M* eine Spirale von dünnem und langem Kupferdrath ein, so wird beim Oeffnen der Schliessung in dem Zweig *aMb* ein Extrastrom inducirt, welcher in gleicher Richtung fliesst, wie der verschwindende Strom, der also den jetzt geschlossenen Drathkreis *aMbcGd* in der Richtung *MadGc* durchläuft. In Folge dieses inducirten Stromes schlägt die Nadel des Galvanometers nach der Seite aus, auf der sie nicht gehemmt ist.

Fig. 286.




Man kann diesen Versuch auch ohne einseitige Hemmung der Nadel anstellen, indem man die Nadel, welche durch den primären Strom eine bestimmte Ablenkung erhalten, durch wiederholte Annäherung eines Magnetes um ihre neue Gleichgewichtslage in Schwingungen versetzt, welche gerade bis an den Nullpunkt der Theilung reichen. Oeffnet man den primären Strom in dem Augenblick, wo die Nadel von letzterem zur Gleichgewichtslage zurückzuschwingen beginnt, so weicht sie nun durch den Extrastrom nach der entgegengesetzten Seite aus. Dieser Versuch, welcher zuerst von Moser [2]), freilich mit einem negativen Resultat, an-

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. IX, §. 1087. 1834*; bestätigt von Lenz und Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 139. 1838*. — [2]) Moser, Dove's Repertorium Bd. I, S. 336. 1837*.

gestellt worden ist, giebt nach Jacobi (l. c.) einen sehr deutlichen Beweis der Existenz des Oeffnungsextrastromes.

Auch der bei der Schliessung stattfindende Extrastrom lässt sich, wenn auch schwieriger, nachweisen, wie Faraday[1]) gezeigt hat.

Die Nadel des Galvanometers bei *G* in der Drathverbindung, Fig. 286, wurde einseitig in der Weise gehemmt, dass der bei der Oeffnung der Schliessung entstehende Inductionsstrom sie nicht ablenken konnte, und die Intensität des primären Stromes so regulirt, dass die Nadel nicht bedeutend abgelenkt wurde. Wurde nun wieder bei *M* in den Stromzweig *bMa* vor dem Schliessen einmal ein gerader oder zickzackförmiger Drath, dann eine Spirale eingefügt, und der Stromkreis bei *Z* geschlossen, so war der erste Ausschlag der Nadel des Galvanometers im letzteren Falle viel bedeutender, als er durch den Einfluss des primären Stromes allein gewesen wäre. Es ist also bei der Schliessung in der Spirale bei *M* ein Extrastrom inducirt worden, welcher sich im Zweige *cd* zu dem primären Strom addirte, also im Kreise *MadGcb* in der Richtung *MbcGda* floss, die in der Spirale *M* dem primären Strom entgegengerichtet war.

Beim Einlegen von Eisenkernen in die Spiralen werden diese Wirkungen bedeutend gesteigert. —

739 Um die chemische Wirkung des Extrastromes zu zeigen, bringt man an Stelle des Galvanometers *G*, Fig. 286, einen Apparat, bestehend aus einem auf einer Glasplatte liegenden Streifen von befeuchtetem Jodkaliumkleisterpapier, auf den man die Spitzen zweier mit den Enden der Leitung verbundener Platindräthe in einiger Entfernung von einander aufstellt. Man schaltet in den Zweig *cd* einen so grossen Widerstand ein, dass fast der ganze Strom der Säule durch Zweig *aMb* fliesst und die Zersetzung des Jodkaliums im Zweige *cGd* kaum bemerkbar ist. Oeffnet man nach Einschaltung einer, mit einem Eisenkern versehenen Spirale *M* in den Zweig *ab* den Schliessungskreis bei *Z*, so entsteht sogleich an dem einen Platindrath ein blauer Fleck, welcher wiederum nachweist, dass die Richtung des Oeffnungsstromes in *M* dem des verschwindenden primären Stromes gleich ist[2]).

Auch wenn man vor der Schliessung der Leitung bei *Z* die Einschaltung des Jodkaliumpapiers vorgenommen hat, zeigt die Abscheidung des Jods an dem anderen Platindrath bei erfolgender Schliessung, dass nun der Schliessungsextrastrom dem primären Strom entgegengerichtet ist.

740 Der in einer Spirale erzeugte Oeffnungsextrastrom kann benutzt werden, um mittelst eines einfachen galvanischen Elementes Wasser zu zersetzen[3]), während dasselbe für sich allein diese Wasserzersetzung dauernd nicht hervorrufen kann (Thl. I, §. 482). Zu diesem Zwecke schaltet man in den Schliessungskreis eines einfachen Elementes *ZK*,

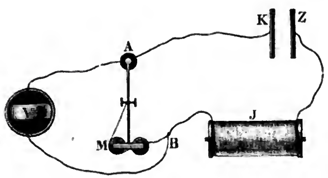
---

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. IX, § 1101 u. flgde. 1834*. — [2]) Faraday l. c. — [3]) De la Rive, Arch. de Genève T. III, p. 159, Pogg. Ann. Bd. LX, S. 397. 1843*.

Fig. 287, eine Inductionsspirale *J*, in welche man Eisendrathbündel legt, und einen Wagner'schen Hammer *MA* ein. Man verbindet den Amboss *A* desselben, sowie einen Punkt *B* der Leitung zwischen der Spirale *J* und dem Hammer mit den Elektroden eines Voltameters *V*. Liegt der Hammer auf dem Amboss *A* auf, so ist der Stromkreis *ZJBMAK* geschlossen, und durch das Voltameter *V* fliesst wegen des grösseren Widerstandes nur ein geringerer Theil des Stromes. Dann wird durch den Magnet *M* der Hammer vom Amboss *A* abgehoben und der genannte Stromkreis geöffnet, so dass jetzt in *J* der dem primären Strome von *KZ* gleichgerichtete Oeffnungsinductionsstrom entsteht und mit letzterem zugleich durch das Voltameter *V* fliesst, wo nun durch die vereinte Wirkung beider das Wasser zersetzt wird. Dann fällt der Hammer auf *A* wieder nieder, und der Process wiederholt sich.

Der Vortheil bei diesem Apparate ist natürlich nur der, dass im Moment des Oeffnens des primären Kreises die elektromotorische Kraft der Säule durch die des Extrastromes in der Spirale vermehrt wird, und die Summe dieser Kräfte grösser ist, als die elektromotorische Kraft der Polarisation im Voltameter, und so das Wasser zersetzt wird. — Ganz selbstverständlich ist es indess, dass die Zinkmenge, welche hierbei in der Säule verbraucht wird, sehr viel bedeutender ist, als wenn sie dem zersetzten Wasser äquivalent wäre, da ja der Strom der Säule beim Aufliegen des Hammers zum grössten Theil durch den letzteren und nicht durch das Voltameter fliesst und so nur zum geringeren Theil wirklich zur Wasserzersetzung beiträgt. Auch beim Oeffnen des Hammers, wo dann der Extrastrom mit dem primären Strom das Voltameter und die Säule durchfliesst, werden stets in beiden Apparaten äquivalente Mengen Zink gelöst und Wasser zersetzt [1]).

Fig. 287.



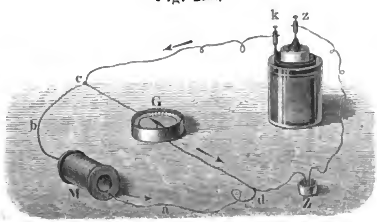

Man bezeichnet diesen Apparat zuweilen mit dem Namen eines elektrochemischen Condensators.

Bringt man an Stelle des Galvanometers *G*, Fig. 288, einen ganz dünnen Platindrath und wählt den Drath *M* so dick, dass durch den den Platindrath enthaltenden Zweig *cd* nur ein sehr kleiner Theil des primären Stromes fliesst, so erglüht der Platindrath nicht, wenn der Stromkreis nicht unterbrochen wird. Sobald aber der Stromkreis bei *Z* wiederholt unterbrochen wird, erglüht der Platindrath in Folge des Extrastromes. 741

[1]) Vgl. auch Despretz, Compt. rend. T. XLIV, p. 1009. 1859*. De la Rive, Arch. des sciences phys. et nat. T. XXXV, p. 115. 1857*.

Schaltet man in dem Apparat Fig. 288 bei *d* einen Commutator von der Form Fig. 47 Thl. I ein, durch dessen Drehung der Strom im Zweige *ckzd* abwechselnd geschlossen und unterbrochen wird und entsprechend durch *cd* nur die Schliessungs- oder nur die Oeffnungsströme hindurchgeleitet werden, so kann man diesen Versuch sehr gut zeigen. Es genügt dazu die Anwendung einer Spirale von etwa 130$^{mm}$ Länge, 20$^{mm}$ innerem Durchmesser und von etwa 500 Windungen eines 2$^{mm}$ dicken Kupferdrathes und einer Kette von etwa 4 Bunsen'schen Elementen. Bei Einlegen von Eisenbündeln treten die Glüherscheinungen an dünnen Platindräthen von etwa $^1/_{12}$$^{mm}$ Dicke und 10 bis 15$^{mm}$ Länge auch bei den Schliessungsextraströmen sehr gut auf. Zur Schwächung des primären Stromes in dem den Platindrath enthaltenden Zweige *cd* ist es dabei zweckmässig, einen kleinen Wasserzersetzungsapparat mit platinirten Platinplatten in denselben einzuschalten. —

Fig. 288.




Bei ununterbrochener Schliessung erglüht sodann der Drath nicht, wohl aber, wenn der Commutator nur die Schliessungsinductionsströme in die Nebenschliessung *dGc* eintreten lässt [1]).

742 Schaltet man in den Schliessungskreis einer Säule eine Spirale ein, welche aus zwei gleichen, parallel neben einander gewundenen Dräthen besteht, und theilt den Strom der Säule zwischen beiden so, dass beide in gleicher Richtung von demselben durchflossen werden, so addiren sich die in jedem Drath beim Oeffnen des Stromes inducirten Extraströme, ebenso haben die von den Windungen des einen Drathes in denen des anderen inducirten Ströme dieselbe Richtung. Man erhält also beim Oeffnen des Stromkreises einen starken Extrastrom und einen hellen Oeffnungsfunken. — Sind aber die beiden Dräthe der Spirale so vereint, dass der primäre Strom beide Dräthe in entgegengesetzter Richtung durchfliesst, so heben sich die in den Windungen jedes Drathes, sowie die in dem einen Drath durch den anderen inducirten Ströme beim Oeffnen des Stromkreises auf; der Oeffnungsfunken ist nur schwach.

Ganz analog giebt ein Bündel von parallel neben einander liegenden, an ihren Enden mit einander verlötheten Dräthen beim Einschalten in den Stromkreis einen stärkeren Oeffnungsfunken, wenn die Dräthe nahe bei

---

1) Buff, Pogg. Ann. Bd. CXXX, S. 362. 1867*.

einander liegen, als wenn sie aus einander gebogen werden [1]). Ein Drath von grösserer Dicke kann dabei ebenfalls stärker wirken als ein dünnerer, indem jede vom Strom durchflossene Längsfaser desselben in den benachbarten Fasern einen gleichgerichteten Oeffnungsstrom inducirt.

Dagegen entsteht kein Oeffnungsfunken, wenn man einen Drath in der Mitte umlegt, so dass seine beiden Hälften parallel neben einander liegen, ihn nun in verschiedene Formen bringt und seine Enden abwechselnd mit den Polen einer Säule verbindet und von derselben loslöst [2]).

Die elektromotorische Kraft der Extraströme ist ebenso, wie die 743
elektromotorische Kraft der übrigen Inductionsströme, im Allgemeinen von dem Stoff der Dräthe unabhängig, in denen sie erzeugt werden. Nur wenn dieselben aus einem magnetischen Metall, z. B. aus Eisen bestehen, treten wesentliche Verstärkungen der Extraströme hervor. Da beim Durchleiten eines Stromes durch einen Eisendrath die magnetischen Moleküle sich um die Axe desselben im Kreise herum transversal lagern, induciren sie hierdurch gleichfalls einen, dem hindurchgeleiteten entgegengesetzten Strom, der sich zu dem Schliessungsextrastrom addirt. Beim Oeffnen des Stromes kehren jene Moleküle mehr oder weniger in ihre unmagnetischen Lagen zurück und erzeugen dadurch einen dem Oeffnungsextrastrom gleichgerichteten Strom.

Während man an geradlinigen Dräthen von unmagnetischen Metallen, wenn sie nicht sehr dick sind, kaum die Induction von Extraströmen wahrnimmt, die von den in jeder Längsfaser der Dräthe sich ändernden Strömen in den benachbarten Fasern inducirt wurden, treten dieselben in Folge der eben beschriebenen transversalen Magnetisirung an Eisendräthen stark hervor. Schaltet man daher in den Fig. 288 gezeichneten Apparat statt der Spirale *M* einen geraden Eisendrath ein, so erhält man ähnliche Wirkungen, wie bei Anwendung der Spirale [3]).

Die Abhängigkeit der Intensität des Extrastromes von der 744
Intensität des in der Inductionsspirale entstehenden und verschwindenden Stromes ist in einer sehr sorgfältigen Arbeit von Edlund [4]) studirt worden.

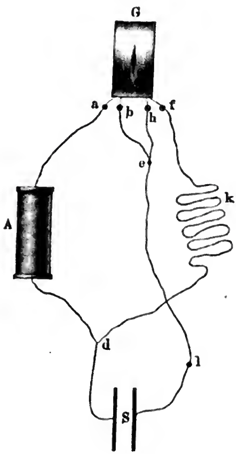
Der Strom einer Grove'schen Säule *S*, Fig. 289, von 2 bis 3 Elementen, wird durch die Leitungsdräthe *Sd* und *Se* geleitet, und in den Punkten *d* und *e* derartig verzweigt, dass seine Zweige die doppelten Windungen *ah* und *bf* eines Differentialgalvanometers *G* mit Spiegelablesung in entgegengesetzter Richtung durchfliessen. Bei *A* ist in die Leitung *da* eine Inductionsrolle *A* eingeschaltet, bei *k* in die Leitung *df* ein im Zickzack gewundener Drath von solcher Länge, dass die Widerstände der Schliessungskreise *dAahe* und *dkfbe* gleich sind. Der Drath *k* ist

[1]) Faraday l. c. §. 1092*. — [2]) Faraday l. c. §. 1098 u. flgde.*; vgl. auch Masson, Ann. de Chim. et Phys. [2] T. LXVI, p. 5. 1837*. — [3]) Vgl. auch Villari, Rendicont. Lombard. 15. April 1869*. — [4]) Edlund, Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 161. 1849*.

über zwei, 3 Meter von einander entfernte Glasstangen gewunden, und dann sind die einzelnen Windungen desselben zusammengebunden. Während der Dauer der Schliessung zeigt der Spiegel des Galvanometers keine Ablenkung, da sich die Wirkungen der Ströme in beiden Zweigen gerade aufheben.

Wird jetzt der Schliessungskreis der Säule in einem Punkte $l$ geöffnet, so entsteht in der Spirale $A$ der dem Oeffnen entsprechende Extrastrom, welcher in der Richtung $dAahebfkd$ strömt und so in beiden Windungsreihen des Galvanometers den Magnet desselben in gleichem Sinne ablenkt. Aus dem Ausschlage desselben kann man mit Rücksicht auf die Dämpfung seiner Schwingungen durch die ihn umgebenden Metallmassen nach den §. 217 gegebenen Regeln die Intensität des Inductionsstromes berechnen.

Fig. 289.




Sind die den Magnet des Galvanometers ablenkenden Kräfte der beiden Stromkreise $dahe$ und $ebfd$ bei gleicher Intensität der sie durchfliessenden Ströme $m$ und $m_1$, die Widerstände der Stromkreise $r$ und $r_1$, so ist, da ein in entgegengesetzter Richtung durch beide Kreise neben einander geleiteter Strom den Magnet nicht ablenkt:

$$\frac{m}{r} = \frac{m_1}{r_1} \quad \ldots \ldots \quad 1)$$

Ist die elektromotorische Kraft des beim Oeffnen der Säule in der Spirale $A$ inducirten Extrastromes gleich $E$, so ist die Einwirkung dieses Stromes auf den Magnet:

$$A_0 = \frac{E}{r + r_1}(m + m_1) = \frac{Em}{r} \quad . \quad 2)$$

Schliesst man nach dem Oeffnen den Stromkreis $dSe$ wiederum bei $l$, so erhält man jetzt in der Spirale $A$ den bei der Schliessung erzeugten Extrastrom, welcher sich zwischen den drei Stromkreisen $dahe$, $dfbe$ und $dSe$ verzweigt. Ist die elektromotorische Kraft dieses Schliessungsextrastromes $E_1$, der Widerstand des Schliessungskreises $dSe$ gleich $R$, so ist die Wirkung des so inducirten Stromes auf den Magnet des Galvanometers:

$$A_s = \frac{E_1 [m(r_1 + R) + m_2 R]}{r(r_1 + R) + r_1 R} \quad \ldots \ldots \quad 3)$$

oder, nach 1:

$$A_s = \frac{E_1 m}{r} \quad \ldots \ldots \quad 4)$$

Die Wirkungen auf die Magnetnadel $A_0$ und $A_s$ sind also unabhängig

von dem Widerstande des die Säule enthaltenden Stromzweiges, der sich bei Anwendung verschiedener Säulen und im Laufe der Versuche ändert.

Die Versuche bieten insofern eine gewisse Schwierigkeit, als der Magnet des Galvanometers beim Oeffnen des primären Stromes sich nicht immer in der Gleichgewichtslage befindet, die er ohne Einfluss desselben hätte, und so der inducirte Extrastrom in anderer Weise auf ihn wirkt als in jener. Es lässt sich indess mit Hülfe der §. 217 angeführten Formeln dennoch die Intensität der Inductionsströme aus dem Ausschlag des Magnetes berechnen[1]).

Mit Anwendung der gehörigen Vorsichtsmaassregeln ergab sich, dass bei gleicher Intensität der angewandten Ströme die beim Oeffnen und Schliesen erhaltenen Extraströme gleiche, aber entgegengesetzte elektromotorische Kräfte besitzen.

Die etwaigen Unterschiede zwischen der Theorie und Beobachtung ergeben sich aus den durch die Polarisation in der Säule hervorgebrachten Aenderungen der Stromintensität, durch welche bei gleicher Stärke des

---

[1]) Ist eine unter Einfluss der Dämpfung schwingende Nadel um $x_0$ Grade aus ihrer Gleichgewichtslage abgelenkt durch einen constanten Strom, und trifft sie nun ein Inductionsstrom, der sie um $u$ Grade aus der Gleichgewichtslage entfernt, so ist die Geschwindigkeit $v$, welche ihr der Inductionsstrom ertheilt hat und die seine Intensität misst, eben so gross, wie wenn die Nadel von einem jenseits der Gleichgewichtslage befindlichen Punkt $u_1$ gekommen wäre, von dem aus sie, ohne Einwirkung fremder Kräfte schwingend, denselben Ausschlag $u$ erreicht hätte. Zählen wir hierbei die Zeit $t$ von dem Ausschlag $x = u_1$ an, so ist für $t = o$, $x = u_1$ und $\frac{dx}{dt} = o$; dann ergiebt sich aus der ersten Gleichung §. 187:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + n^2x + 2\varepsilon\frac{dx}{dt} = o,$$

$$x = u_1 e^{-\varepsilon t}\left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{n^2-\varepsilon^2}} \sin \sqrt{n^2-\varepsilon^2}\, t + \cos \sqrt{n^2-\varepsilon^2}\, t\right) \quad \ldots \ldots \ldots 1)$$

und

$$\frac{dx}{dt} = \frac{u_1 n^2}{\sqrt{n^2-\varepsilon^2}} e^{-\varepsilon t} \sin \sqrt{n^2-\varepsilon^2}\, t \quad \ldots \ldots \ldots \ldots 2)$$

Ist $T_1$ die Zeit einer Schwingung unter Einfluss der Dämpfung, so ist

$$u_1 = u\, e^{\varepsilon T_1}$$

und

$$\sqrt{n^2-\varepsilon^2}\,.\,T_1 = \pi$$

(Gleichung 8, §. 189). Bei Einführung dieser Werthe folgt aus 1) und 2):

$$\frac{dx}{dt} = \varepsilon x \pm e^{-\varepsilon t}\sqrt{u\, e^{\varepsilon T_1} - \frac{x^2 n^2}{T_1^{\,2}} e^{2\varepsilon t}} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots 3)$$

Die Werthe $T_1$ und $u$ lassen sich experimentell bestimmen, also auch $u_1$ und $\sqrt{n^2-\varepsilon^2}$. Ist das logarithmische Decrement der Schwingungen der Nadel $\lambda$, so ist

$$\lambda = \varepsilon T_1$$

(Gleichung 11, §. 189), wodurch auch $\varepsilon$ gegeben ist. Führen wir diese Werthe in Gleichung 1) ein und setzen statt $x$ den Werth $x_0$, so lässt sich die Zeit $t = t_0$ berechnen, in der die vom Ausschlag $x = u_1$ aus schwingende Nadel den Ausschlag $x_0$ erreichen würde. Werden nun $t_0$ und $x_0$ statt $t$ und $x$ in Gleichung 3) eingeführt, so erhält man die Geschwindigkeit $\frac{dx_0}{dt}$, welche die Nadel durch den Inductionsstoss erhalten hat, und die die Intensität des Inductionsstromes misst.

angewandten Stromes die Intensität des Schliessungsstromes etwas vermehrt wird.

Es ist ferner die elektromotorische Kraft $E_1$ des Extrastromes der Intensität $I$ des primären Stromes direct proportional, wie dies auch folgende Tabelle ergiebt:

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $I$ | 33,8 | 42,1 | 44,8 | 46,0 | 51,9 | 52,8 |
| $E_1$ gef. | 6,93 | 9,20 | 9,61 | 9,84 | 11,08 | 11,58 |
| $E_1$ ber. | 7,32 | 9,12 | 9,71 | 9,97 | 11,24 | 11,44 |
| $I$ | 54,2 | 54,7 | 80,3 | 83,1 | 108,4 | 113,6 |
| $E_1$ gef. | 12,3 | 12,0 | 17,45 | 17,55 | 23,76 | 25,09 |
| $E_1$ ber. | 11,74 | 11,85 | 17,40 | 18,00 | 23,49 | 24,61 |

Aendert man die Intensität des inducirenden Stromes dadurch, dass man vermittelst eines einfachen Einschaltungapparates plötzlich grössere oder geringere Drathlängen in den Stromzweig $dSe$ einführt, so sind auch hierbei die erhaltenen Extraströme der jedesmaligen Aenderung der Stromintensität direct proportional.

Durch eine ganz analoge Methode ist Rijke[1]) zu demselben Resultat gekommen. Da die Abnahme der Stromintensität während der Schliessung des primären Stromes in Folge der Polarisation stets den Oeffnungsstrom zu klein erscheinen lässt, so schloss Rijke die Säule nach der Lostrennung von der Verbindung mit der den Extrastrom gebenden Spirale stets mittelst eines geeigneten Commutators durch einen Drath von gleichem Widerstand, wie der ihrer vorherigen Schliessung, und verband sie dann erst wieder zur Beobachtung des Schliessungsextrastromes mit letzterem.

Zur Messung der Intensität der Ströme diente ihm ein Ruhmkorff'sches Spiegelgalvanometer, welches dem Fig. 203, §. 137 gezeichneten ganz ähnlich ist. Die Ausschläge $a$ seines Magnetes durch die Extraströme betrugen bei abwechselnder Richtung des primären Stromes:

1. beim Oeffnungsextrastrom . . $a = 18{,}74$ und 18,80 (Mittel 18,77)
2. beim Schliessungsextrastrom . $a = 18{,}56$ und 19,06 (Mittel 18,81)

Die Gleichheit der Intensität beider Ströme ist also bewiesen.

745 Dasselbe Resultat erhielt Rijke, als er in die Inductionsspirale ein Bündel Eisendräthe (von einem Ruhmkorff'schen Inductorium) einlegte. Die Ablenkungen betrugen

1. beim Oeffnungsextrastrom . . $a = 31{,}33$ und 31,73 (Mittel 31,53)
2. beim Schliessungsextrastrom . $a = 31{,}36$ und 34,75 (Mittel 31,545)

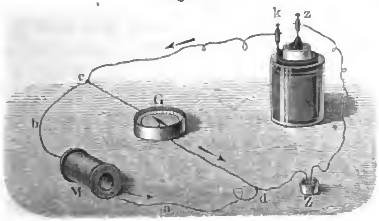
Also auch beim Einlegen von Eisenkernen in die Inductionsspiralen sind die elektromotorischen Kräfte einander gleich, welche beim Oeffnen und Schliessen des dieselben durchlaufenden Stromes inducirt werden.

---

[1]) Rijke, Pogg. Ann. Bd. CII, S. 481. 1857*.

Dass die elektromotorische Kraft der Extraströme der Intensität des 746
primären Stromes proportional ist, hat auch Buff[1]) bewiesen. Er bedient sich im Wesentlichen des Fig. 290 abgebildeten Apparates. In den Zweig *ckzd* wird ausser der Säule (einige Bunsen'sche Elemente) noch ein Rheostat und eine Tangentenbussole eingeschaltet, in den Zweig *c G d* neben dem Galvanometer oder an Stelle desselben ein Wasserzersetzungsapparat *W*. Derselbe enthält verdünnte Schwefelsäure vom specif. Gew. 1,14, in welcher zwei $^1/_{10}$ mm dicke, 25 mm lange, bis auf ihre Enden in Glasröhren eingeschmolzene ⌊ förmige Platindräthe als Elektroden tauchen. Die Zersetzungsgase wurden in Glasröhren von 11 mm Weite aufgefangen. Die Polarisation derselben durch die Zersetzungsgase beträgt nach Thl. I, §. 473 etwa 1,950 der elektromotorischen Kraft eines Grove'schen Elementes. Die Spirale *M* ist 130 mm lang, im Innern 20 mm weit und enthält 500 Windungen eines 2 mm dicken Kupferdrathes. An der Verbindungsstelle *d* der Dräthe wurde ein Commutator (Analysator) von einer ähnlichen Construction wie der Fig. 47 Thl. I abgebildete eingefügt, durch den die einzelnen Zweige abwechselnd in beliebiger Weise schnell hinter einander verbunden werden konnten, so dass durch *c G d* entweder nur die in der Spirale *M* bei der Schliessung oder nur die bei der Oeffnung der Verbindung mit der Säule inducirten Extraströme fliessen konnten.

Fig. 290.




Bei constanter Schliessung der Säule (2 Bunsen'sche Elemente) wird bald die Polarisation im Wasserzersetzungsapparat so gross, dass sie völlig den im Zweige *c G d* circulirenden Theil des Stromes der Säule aufhebt und das Galvanometer *G* keine Ablenkung zeigt. Wird aber der Commutator gedreht, so addiren sich in dem einen Falle in *c G d* die Schliessungsextraströme zu den durch die Polarisation erzeugten Strömen und bewirken eine Ablenkung der Galvanometernadel; im anderen Fall überwiegt die elektromotorische Kraft der Oeffnungsextraströme so sehr über die der Polarisation, dass gleichfalls eine Ablenkung eintritt. Wurde an Stelle der Spirale *M* nur ein Neusilberdrath von gleichem Widerstand eingeschaltet, so trat bei Drehung des Commutators keine Ablenkung der Galvanometernadel ein; der Polarisationsstrom selbst ist also verschwindend gegen die Extraströme.

Die in dem Wasserzersetzungsapparat selbst erscheinende Elektro-

---

[1]) Buff, Pogg. Ann. Bd. CXXX, S. 337. 1867*.

lyse ist demnach ebenfalls der Wirkung der Extraströme zuzuschreiben. Ist bei der Induction bei Unterbrechung der Verbindung mit der Säule die elektromotorische Kraft der in *M* inducirten Oeffnungsextraströme gleich *e*, ist die elektromotorische Kraft der Polarisation in dem Wasserzersetzungsapparat *W* gleich *p*, ist der Widerstand des Kreises *MbcGWd* gleich *r*, so ist die, während der Zeit *t* des Verlaufes des Extrastromes zersetzte Wassermenge proportional $\frac{e-p}{r}t$. Nimmt man an, dass *p* während des Verlaufes des Extrastromes constant bleibt (was nicht ganz richtig ist), so kann man aus den bei verschiedenen Stromintensitäten *I* des inducirenden Stromes zersetzten Wassermengen den Werth $p \cdot t$ eliminiren. Dann zeigt sich, dass die zersetzte Wassermenge *H* der obigen Formel entspricht, wenn man $t = const. I$ setzt.

So fand sich u. A. bei 400 Umdrehungen des Commutators

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| *I* | 65,60 | 0,470 | 0,367 | 0,279 | 0,178 |
| *H* gef. | 11,10 | 7,36 | 5,45 | 3,31 | 1,33 |
| *H* ber. | 11,10 | 7,34 | 5,24 | 3,46 | 1,40 |

Bei der Berechnung ist $const. = 20{,}30$, $pt = 2{,}21$ gesetzt. Es ist also die elektromotorische Kraft des Oeffnungsinductionsstromes der Intensität des inducirenden Stromes proportional.

Bei der Schliessungsinduction fliesst durch den Zweig *cGd* nur ein kleinerer Theil des Inductionsstromes, indem ein grosser Theil desselben durch den Zweig *ckzd* verläuft; die Wasserzersetzung ist demnach viel schwächer. — Beobachtet man in dem Zweig *cGd* ausser dem Wasserzersetzungsapparat noch den Ausschlag des Galvanometers, so zeigt sich bei Anwendung von Säulen von verschiedener elektromotorischer Kraft an Stelle der Kette *kz* die Ablenkung der Nadel des Galvanometers *G* durch die beim Oeffnen des Stromkreises durch den Commutator inducirten Ströme gleich gross, wenn durch Einschaltung von Widerständen die Intensität des Stromes im Zweige *ckzd* constant erhalten wird.

Die elektromotorische Kraft des Oeffnungsinductionsstromes ist also von der elektromotorischen Kraft des inducirenden Stromes bei gleicher Intensität desselben unabhängig.

Bei den Schliessungsströmen nahm hierbei mit wachsender elektromotorischer Kraft der den inducirenden Strom liefernden Kette der Ausschlag der Galvanometernadel zu, wohl weil dann der Widerstand des Zweiges *ckzd* grösser war und sich so ein kleinerer Theil des Extrastromes in denselben verzweigte [1]).

[1]) In Betreff der übrigen in ähnlicher Weise erhaltenen Resultate, nach denen die Zeitdauer der Schliessungsinduction mit wachsender Stromstärke des inducirenden Stromes wächst und gleich starke Ströme von verschieden starken Elektromotoren um so grössere elektromotorische Kräfte beim Schliessen induciren, je grösser ihre elektromotorische Kraft ist, verweisen wir auf die Originalabhandlung. Da man die Aenderungen der Polarisation während des Verlaufes der Inductionsströme nicht kennt, werden die Versuche ziemlich complicirt und lassen nur Schlüsse zu, wenn man die Polarisation als constant ansieht.

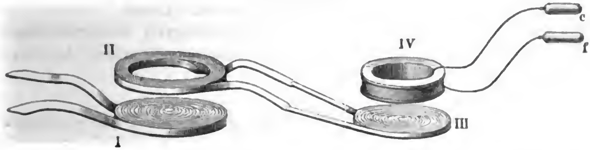
Den weiteren Einfluss der Extraströme auf das Entstehen und Vergehen der galvanischen Ströme werden wir in dem Capitel „Einfluss der inducirten Ströme auf die Zeitdauer des Entstehens und Verschwindens der Ströme“ näher behandeln [1]).

## VI. Inducirte Ströme höherer Ordnung.

Wie ein dauernder galvanischer Strom bei Aenderungen seiner Intensität Inductionsströme erzeugen kann, so vermag auch wiederum ein Inductionsstrom bei seinem Entstehen und Vergehen in benachbarten Leitern neue Inductionsströme zu erzeugen. 747

Legt man eine Reihe von Bandspiralen in der Fig. 291 gezeichneten

Fig. 291.




Ordnung auf und neben einander, so kann man beobachten, dass beim Schliessen oder Oeffnen des die Spirale I durchfliessenden Stromes nicht nur der mit den Enden der Spirale II verbundene menschliche Körper eine Erschütterung erhält, sondern dass auch, wenn man die Enden der Spirale II mit denen der Spirale III verbindet, in der über letztere gelegten Spirale IV ein Inductionsstrom erregt wird, welcher physiologische Wirkungen hervorbringen kann. Wird die Spirale IV noch weiter mit einer Spirale V verbunden, so zeigen die physiologischen Wirkungen auch noch einen inducirten Strom in der auf sie gelegten Spirale VI an u. s. f.

Wir bezeichnen hierbei den durch den ursprünglichen Strom inducirten Inductionsstrom als **Inductionsstrom erster Ordnung**, den durch letzteren inducirten Strom als **Inductionsstrom zweiter Ordnung** u. s. f. Andere Physiker bezeichnen den ursprünglichen Strom als **primären**, die Inductionsströme der Reihe nach als **secundären**, **tertiären** Strom u. s. f. [2]).

Jeder dieser Ströme besteht aus zwei auf einander folgenden Theilen, aus dem beim Entstehen und dem beim Vergehen des vorhergehenden Stromes niederer Ordnung inducirten Strom, von dem der erste diesem Strome entgegengerichtet, der andere ihm gleichgerichtet ist. 748

---

[1]) P. Carl hat sich bemüht, das Vorhandensein eines Extrastromes in Abrede zu stellen. Vergl. seine Originalabhandlung „Ueber das Nichtvorhandensein eines Extrastromes“. München 1861*. — [2]) Henry, Pogg. Ann. Ergänzungsbd. I, S. 296. 1842*.

Man kann sich von der Richtigkeit dieses von Henry zuerst aufgestellten Satzes auf verschiedene Weise überzeugen.

Man unterbricht durch ein Zahnrad den Schliessungskreis eines eine inducirende Spirale durchlaufenden Stromes. Hierdurch werden abwechselnd gerichtete Schliessungs- und Oeffnungsinductionsströme in einer, die erstere Spirale umgebenden Inductionsspirale erzeugt. Von diesen Inductionsströmen leitet man vermittelst des §. 695 beschriebenen Disjunctors nur die einen oder die anderen durch eine dritte Spirale. Legt man nun auf die dritte Spirale eine mit dem Galvanometer verbundene vierte Spirale, so entstehen in derselben Inductionsströme zweiter Ordnung. Diese lenken wegen ihrer abwechselnden Richtung die Nadel des Galvanometers, wenn sie auf Null steht, kaum ab[1]). Steht aber die Nadel des Galvanometers nicht genau parallel den Windungen des Multiplicators desselben, so schlägt sie nach Abria[2]) in der Richtung ihres ersten Ausschlages weiter aus, welches auch der Sinn desselben sei. Dieses Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung ist nach Poggendorff's Untersuchungen (§. 247) ein deutlicher Beweis von der abwechselnden Richtung der durch das Galvanometer fliessenden Ströme.

749 Leitet man die Ströme höherer Ordnung durch ein mit verdünnter Schwefelsäure gefülltes Voltameter, so erhält man, wie zu erwarten, nach Verdet[3]) an beiden Platinelektroden beide Gase, Sauerstoff und Wasserstoff, und zugleich beobachtet man die Desaggregation des Platins (Thl. I, §. 367). Die Quantität der Gase und ihr Verhältniss zu einander ist indess durch die secundären Einflüsse, z. B. Wiedervereinigung der an derselben Elektrode entwickelten Gase u. s. f., bei verschiedenen Versuchen sehr unbeständig.

Beim Einlegen von Eisencylindern ist die elektrolytische Wirkung dieser Ströme weit bedeutender.

Dieselben Erscheinungen kann man vermittelst eines Ruhmkorff'schen Apparates (s. weiter unten) erhalten. Verbindet man zunächst die inducirte Spirale desselben mit den Elektroden eines Voltameters, so erscheinen beim Oeffnen und Schliessen des inducirenden Stromes an denselben abwechselnd beide Gase. Unterbricht man aber den Schliessungskreis des inducirten Stromes an einer Stelle, so vermag nur der beim Oeffnen inducirte Strom, in dem dieselbe Elektricitätsmenge, wie im Schliessungsstrom, aber in kürzerer Zeit, also in grösserer Dichtigkeit inducirt ist, an dieser Stelle die Luft in einem Funken zu durchbrechen (s. w. u.), und die Zersetzung geschieht polar. Die an den Elektroden abgeschiedenen Gase zeigen, dass der hindurchgegangene Oeffnungsinductionsstrom die gleiche Richtung wie der inducirende Strom hat. — Lei-

[1]) Henry, Pogg. Ann. Bd. LIV, S. 94. 1841*. — [2]) Abria, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. VII, p. 486. 1843*. — [3]) Verdet, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXIX, p. 501. 1850*.

tet man nun den Inductionsstrom des Ruhmkorff'schen Apparates, ohne eine Unterbrechung anzubringen, durch die eine Drathlage $A$ einer mit zwei Dräthen unwundenen Spirale, so bildet sich in der zweiten Drathlage $B$ derselben der doppelt gerichtete tertiäre Strom, der beim Hindurchleiten durch ein Voltameter an jeder Elektrode beide Gase abscheidet. Wird indess sein Schliessungskreis unterbrochen, so dass nur der eine kürzere Zeit dauernde, dichtere Theil dieses Stromes durch einen Funken an der Unterbrechungsstelle sich ausgleichen kann, so wird die Zersetzung wiederum polar und zeigt an, dass jener Theil des Stromes dem secundären entgegengerichtet ist.

Aehnliche Resultate hat Masson[1]) erhalten, indem er durch den Inductionsstrom des Ruhmkorff'schen Apparates einen Condensator von 9 bis 26 □^Dcm. Oberfläche lud und denselben dann durch eine auf eine Glasplatte geklebte flache Drathspirale entlud. Der letzteren war eine eben solche Spirale gegenübergestellt, in der bei jeder Entladung des Condensators ein doppelt gerichteter Inductionsstrom inducirt wird, welcher das Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung der Galvanometernadel, die gleichzeitige Abscheidung der beiden Gase an den Elektroden des Voltameters u. s. f. zeigt, von dem bei Unterbrechung seiner Schliessung durch ein Funkenmikrometer aber nur der dem inducirenden Strom gleichgerichtete Strom zwischen den Kugeln desselben übergeht. Die Ströme dritter und vierter Ordnung sind ebenfalls doppelsinnig, indess sind die durch das Funkenmikrometer hindurchgehenden Theile derselben stets der Richtung des nächst niederen Stromes entgegengesetzt.

Leitet man die Ströme in der primären inducirenden Spirale, sowie 750
die tertiären Ströme, durch einen Disjunctor zum Galvanometer, so dass in demselben nur die beim Oeffnen der primären Spirale inducirten Ströme circuliren können, während die die secundären Ströme leitende Spirale in sich geschlossen ist, so zeigt der einseitige Ausschlag der Nadel nur eine dem inducirenden Strome entgegen gerichtete, negative Reihe von Inductionsströmen an, da wohl der Uebergang der positiven Inductionsströme grossentheils wegen ihrer geringeren Dichtigkeit an den Federn des Disjunctors gehemmt wird. Fängt man nur die beim Schliessen der primären Spirale inducirten tertiären Ströme auf, so zeigt das Galvanometer eine überwiegende Wirkung der positiven Inductionsströme an [2]).

Man hat auch versucht, die Richtung der inducirten Ströme höherer 751
Ordnung in der Weise zu bestimmen, dass man sie durch einen kleinen Apparat, den sogenannten Indicator, leitete. Derselbe besteht aus einer Drathspirale, in welche man Stahlnadeln einlegt. Die Richtung der Magnetisirung der letzteren durch die durch die Spirale geleiteten Inductionsströme, welche man durch Annähern der Nadel an die Pole einer Magnet-

---

[1]) Masson, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. LII, p. 418. 1858*. — [2]) Abria, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. VII, p. 487. 1843*.

nadel bestimmen kann, sollte dann auch die Richtung der magnetisirenden Inductionsströme angeben.

Wird die Richtung des inducirenden Stromes mit + bezeichnet, so ergiebt sich in dieser Weise die scheinbare Richtung der Ströme höherer Ordnung wie folgt:

| | beim Oeffnen des primären Stromes | beim Schliessen des primären Stromes |
|---|---|---|
| Die Richtung des inducirenden Stromes | + | + |
| Die Richtung des inducirten Stromes | | |
| erster Ordnung | + | — |
| zweiter Ordnung | — | + |
| dritter Ordnung | + | — |
| vierter Ordnung | — | + |
| fünfter Ordnung | + | — |

Es wechselt also hiernach scheinbar die Richtung der Inductionsstöme höherer Ordnung [1]).

Nach Abria [2]) würde, wenn man eine Reihe von Spiralen nach einander zur Erzeugung von Strömen höherer Ordnung benutzt und nun das Verhältniss der Inductionsströme zweier auf einander folgender Ordnungen durch Magnetisirung von Stahlnadeln vergleicht, dasselbe nahezu constant bleiben zwischen den Strömen zweiter und erster oder dritter und zweiter Ordnung.

Diese Versuche geben indess keine sicheren Resultate. Wenn jeder Inductionsstrom höherer Ordnung aus zwei ganz gleichen und gleich verlaufenden, einander entgegengesetzten, beim Entstehen und Vergehen des nächst niederen Stromes inducirten Strömen bestände, so würde doch eine Stahlnadel, welche der Wirkung beider Partialströme nach einander ausgesetzt wäre, im Sinne des zuletzt wirkenden Stromes magnetisirt erscheinen, da zum Umkehren ihres, durch den ersten Partialstrom erzeugten Magnetismus ein schwächerer Gegenstrom erforderlich ist, als zum Magnetisiren (vergl. Thl. II, §. 314. III.). — Ausserdem kann aber bei gleicher Gesammtintensität die Zeitdauer der beiden Inductionsströme sehr verschieden sein, aus denen die Ströme höherer Ordnung bestehen, indem der nächst niedere Strom mit einer anderen Geschwindigkeit entstehen kann, als die ist, mit der er verschwindet. Dann ist schon von vornherein die magnetische Wirkung der Partialströme verschieden, indem der Strom, welcher bei gleicher Gesammtintensität kürzere Zeit dauert, also in einer gegebenen Zeit eine grössere Intensität besitzt, die Stahlnadeln stärker magnetisirt (siehe das Capitel „Einfluss der Dauer der Inductionsströme auf ihre Wirkungen").

Es geben hiernach die Versuche über die Magnetisirung von Stahl-

---

[1]) Henry, l. c. — [2]) Abria, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. III, p. 59. 1841*.

nadeln durch die Inductionsströme höherer Ordnung durchaus keinen Anhaltspunkt für die Bestimmung ihrer Richtung.

In Betreff der ferneren Erscheinungen bei den Strömen höherer Ordnung siehe das Capitel „Ueber den Einfluss der Dauer der Inductionsströme auf ihre Wirkungen".

## VII. Mathematische Theorie der in linearen Leitern inducirten Ströme.

Die Gesetze der Induction sind auf mathematischem Wege nament- 752
lich von Neumann und Weber abgeleitet worden. Wir betrachten hier zunächst die Berechnung von Neumann, welche keine besondere Hypothese über die Wirkung der in den Strömen bewegten Elektricitäten involvirt, sondern sich nur auf die Erfahrungsresultate stützt.

Neumann[1]) geht wesentlich von den §§. 706 und folgende angegebenen Resultaten aus, zu denen das Lenz'sche Gesetz hinzukommt. Wird ein vom Strom durchflossener Leiter $A$ in der Nähe eines zweiten Leiters $B$ mit der Geschwindigkeit $v$ bewegt, so wird nach diesem Gesetz der in $B$ inducirte Strom auf $A$ so wirken, dass er ihm einen, seiner Bewegung entgegengesetzten Antrieb ertheilt. Wird dieser Antrieb, welchen jedes Element $ds$ des inducirten Leiters $B$ auf jedes Element $d\sigma$ des inducirenden $A$ ausübt, während ersterer von einem Strom von der Intensität Eins durchflossen wäre, nach der Bewegungsrichtung des Elementes $d\sigma$ zerlegt und der erhaltene Werth gleich $\gamma . ds . d\sigma$ gesetzt, so würde hiernach die einfachste Annahme sein, dass die in jedem Element $ds$ des inducirten Leiters $B$ inducirte elektromotorische Kraft

$$E\, ds = -\, \varepsilon v \gamma\; ds\; d\sigma$$

ist. In diesem Ausdruck ist nach den Versuchen von Lenz, Faraday, Felici u. A. (wenn wir die secundären Erscheinungen bei den magnetischen Metallen ausnehmen) $\varepsilon$ eine von dem Stoff und dem Querschnitt des inducirten Leiters unabhängige Constante, die Inductionsconstante, deren Werth mit der von Beginn der Wirkung der inducirenden Kraft verlaufenden Zeit sehr schnell abnimmt, so dass man wenigstens in linearen Leitern die Induction als momentan betrachten kann. Die elektrodynamische Wirkung $\gamma$ ist hierbei in dem §. 19 erwähnten elektrodynamischen Maass gemessen, nach welchem zwei parallele, auf ihrer Verbindungslinie senkrechte Elemente in der Einheit der Entfernung sich mit der Kraft Eins anziehen, wenn beide von Strömen von der Intensität Eins durchflossen werden.

Bezeichnet $\Gamma$ die über alle Elemente $ds$ des inducirten Stromkreises 753
ausgedehnte, auf ein Element $d\sigma$ des inducirenden Stromes ausgeübte und

[1]) Neumann, Abhandl. der Berliner Akademie 1845, S. 1* und 1847, S. 1*.

nach der Bewegungsrichtung von $d\sigma$ zerlegte elektrodynamische Gegenwirkung, welche statthätte, wenn der inducirte Stromkreis von einem Strom von der Intensität Eins durchflossen wäre, so wird der in dem Zeitelement $dt$ in dem ganzen inducirten Kreise erzeugte Strom nach dem Ohm'schen Gesetz die Intensität

$$D = -\varepsilon\lambda dt\, \Sigma\, v\, \Gamma\, d\sigma \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

haben, wo das Zeichen $\Sigma$ die Summation über alle Elemente $d\sigma$ des inducirenden Stromkreises andeutet und $\lambda$ den umgekehrten Werth des Widerstandes des Schliessungskreises des inducirten Stromes bezeichnet. Eigentlich gilt das Ohm'sche Gesetz nur für einen stationären Zustand der elektrischen Strömung, welche in der That in dem vorliegenden Falle nicht stattfindet, da $D$ sich mit der Zeit ändert. Neumann hat indess gezeigt, dass wenn diese Aenderung mit einer Geschwindigkeit vor sich geht, welche im Verhältniss zur Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektricität klein ist, der obige Satz dennoch zur Geltung kommen kann.

Bewegt sich der inducirende Leiter von der Zeit $t_0$ bis zur Zeit $t_1$, so ist dann die gesammte Intensität des in dieser Zeit inducirten Stromes

$$I = -\varepsilon\lambda \int_{t_0}^{t_1} dt\, \Sigma\, v\, \Gamma\, d\sigma \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Bezeichnen wir den in dem Zeitelement $dt$ zurückgelegten Weg mit $dw$, die Stellen, an denen sich der inducirende Leiter zu den Zeiten $t_0$ und $t_1$ befindet, mit $w_0$ und $w_1$, so ist die Geschwindigkeit $v = \frac{dw}{dt}$ und die Ausdrücke 1 und 2 ändern sich um in

$$D = -\varepsilon\lambda\Sigma\,\Gamma\, dw\, d\sigma; \qquad I = -\varepsilon\lambda \int_{w_0}^{w_1} \Sigma\,\Gamma\, dw\, d\sigma \quad . \quad (3)$$

Bezeichnet man die Componenten der elektrodynamischen Wirkung des von dem Strom Eins durchflossenen inducirten Leiters $B$ auf das von dem Strom durchflossene Element $d\sigma$ mit $X, Y, Z$; sind die Coordinaten von $dw = \xi, \eta, \zeta$, so ist auch:

$$D = -\varepsilon\lambda\Sigma\,(X d\xi + Y d\eta + Z d\zeta)\, d\sigma \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

$$I = -\varepsilon\lambda \int_{w_0}^{w_1} \Sigma\,(X d\xi = Y d\eta + Z d\zeta)\, d\sigma \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Den Ausdruck $D$ bezeichnet Neumann mit dem Namen des Differentialstromes, den Ausdruck $I$ mit dem des Integralstromes. — Beide Ströme sind von der Geschwindigkeit der Bewegung des inducirenden Leiters unabhängig und nur von der Lage und Länge des von ihm durchlaufenen Weges bedingt.

754 Würden wir den inducirenden Strom in gleicher Intensität, wie vorher durch $A$, so jetzt durch den inducirten Drathkreis $B$ leiten, und

denselben gegen Leiter $A$, in welchem jetzt kein Strom fliesst, genau in gleicher Weise hinbewegen, wie vorher $A$ gegen $B$, so wäre, wenn beide Leiter in sich geschlossen sind, die jetzt in $A$ inducirte elektromotorische Kraft dieselbe, wie die vorher in $B$ inducirte, da die elektrodynamische Gegenwirkung und ebenso die inducirende Kraft zwischen je zwei Elementen $ds$ und $d\sigma$ dieselbe bleibt, wie vorher. Die Intensitäten der in beiden Fällen inducirten Ströme werden sich umgekehrt wie die Widerstände von $A$ und $B$ verhalten.

Ebenso ist es gleichgültig, ob der vom Strom durchflossene Leiter $A$ gegen den nicht vom Strom durchflossenen Leiter $B$, oder ob $B$ in entgegengesetzter Richtung bewegt wird, und $A$ ruht. Denn denken wir während der Bewegung von $A$ gegen $B$ den Raum bewegt, welcher beide Leiter enthält, so kann hierdurch keine Inductionswirkung zwischen den Leitern entstehen. Wird diese letztere Bewegung so angeordnet, dass dadurch $A$ absolut in Ruhe bleibt, so bleibt nur noch die der früheren Bewegung von $A$ entgegengesetzte Bewegung von $B$ übrig, welche jene Bewegung von $A$ völlig in ihrer Wirkung ersetzt. — Für nicht geschlossene Leiter gelten diese Sätze nur unter gewissen Beschränkungen, wenn der ganze Kreis des inducirten Stromes dabei seine Länge nicht ändert (vergl. §. 757).

Für die Induction eines Stromes in einem **geschlossenen** Strom- 755
kreise durch die Bewegung eines Magnetpoles kann man immer den Magnetpol ruhend denken und dem Leiter die entgegengesetzte Bewegung ertheilen und umgekehrt. Man kann dann den Magnetpol durch ein Solenoid ersetzt denken, dessen eines Ende in der Unendlichkeit liegt, das andere mit dem Magnetpol zusammenfällt.

Die elektrodynamische Wirkung eines solchen Solenoides auf ein Stromelement ist durchaus nur abhängig von der Lage seines Endes. Seine Wirkung auf einen geschlossenen Leiter ist nur eine anziehende oder abstossende; dagegen kann dieselbe keine Rotation des geschlossenen Leiters verursachen (§. 115).

Hat daher der in sich geschlossene Leiter um den Magnet- oder Solenoidpol nur eine rotatorische Bewegung, so kann in ihm kein inducirter Strom entstehen. — Ist das Solenoid begrenzt, oder hat der Magnet zwei Pole, so wird ebenso kein inducirter Strom in dem geschlossenen Leiter entstehen, wenn sich derselbe um eine, durch beide Pole gelegte Drehungsaxe dreht.

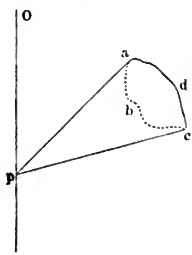
Hat dagegen der geschlossene Leiter eine fortschreitende Bewegung, bei welcher alle seine Elemente sich selbst parallel bleiben, so wird in ihm ein Strom inducirt, der durch die oben gegebenen Formeln dargestellt wird, wenn man in ihnen $\Gamma ds d\sigma$ durch die elektromagnetischen Kräfte ersetzt, welche von dem Magnetpole auf alle einzelnen Elemente des geschlossenen Leiters ausgeübt werden, wenn der Leiter von einem Strom von der Intensität Eins durchflossen wäre. — Sind also die Coor-

dinaten des Poles $\xi, \eta, \zeta$, seine relativen Verschiebungen gegen den Leiter $d\xi$, $d\eta$, $d\zeta$, ist sein Magnetismus $\mu$; sind die von ihm auf jedes, vom Strom Eins durchflossene Element des geschlossenen Leiters ausgeübten elektromagnetischen Wirkungen $X\mu$, $Y\mu$, $Z\mu$, so erhalten wir den in dem geschlossenen Leiter inducirten Integralstrom bei der Bewegung des Poles auf dem Wege $w_1 - w_0$:

$$I = -\varepsilon\mu\lambda \int_{w_0}^{w_1} \Sigma\,(X d\xi + Y d\eta + Z d\zeta)\, d\sigma \quad . \; . \; . \quad (1)$$

756 Bei einem **nicht in sich geschlossenen** bewegten Leiterstück gestalten sich die Verhältnisse anders. Ist z. B. $adc$, Fig. 292, ein solches Leiterstück, so wird auf dasselbe durch den benachbarten Pol $P$ eines Solenoids oder Magnets sowohl ein translatorischer, als auch in Bezug auf $P$ als Drehungsmittelpunkt ein rotatorischer Bewegungsantrieb ausgeübt, wenn man durch dasselbe einen Strom leitet.

Fig. 292.




Es wird also durch die beiden Bewegungen vor dem ruhenden Pol in $adc$ ein Strom inducirt. Der durch die translatorische Bewegung inducirte Strom berechnet sich nach den oben gegebenen Formeln; der durch die rotatorische Bewegung inducirte ist indess nur von der Lage der Endpunkte $a$ und $c$ des bewegten Leiterstückes abhängig. Denken wir uns durch $adc$ einen Strom von der Intensität Eins geleitet, und nennen die Winkel, welche die Linien $Pa$ und $Pc$ mit der durch $P$ gelegten Drehungsaxe $OP$ machen, $\varphi_1$ und $\psi_1$, so ist nach §. 115 der von $P$ ausgehende, auf $adc$ ausgeübte, elektromagnetische rotatorische Antrieb, wenn der Magnetismus des Poles $\mu$ ist:

$$\mu\,(\cos\varphi_1 - \cos\psi_1).$$

Wird daher das Leiterstück $adc$ um den Pol $P$ um einen kleinen Winkel $d\varrho$ gedreht, so ist der in demselben inducirte Differentialstrom:

$$D = -\varepsilon\mu\lambda\,(\cos.\varphi_1 - \cos.\psi_1)\, d\varrho.$$

Sind die Winkel, welche die Drehungsaxe mit den Coordinatenaxen macht, gleich $\lambda$, $\mu$, $\nu$; sind die Coordinaten des Poles $\xi$, $\eta$, $\zeta$, die eines Elementes des Leiters $adc$ gleich $xyz$, ist der Abstand des Poles und Elementes gleich $\varrho$, so ist auch:

$$D = -\varepsilon\mu\lambda\left(\left[\cos\lambda\,\frac{x-\xi}{\varrho}\right]_a^c + \left[\cos\mu\,\frac{y-\eta}{\varrho}\right]_a^c + \left[\cos\nu\,\frac{z-\zeta}{\varrho}\right]_a^c\right).$$

Die eckigen Klammern deuten an, dass die in ihnen befindlichen Ausdrücke stets die Differenzen der Werthe angeben, welche sie anneh-

men, wenn man in ihnen für $x, y, z$ und $\varrho$ die für die beiden Endpunkte $a$ und $c$ des Leiters gültigen Werthe einsetzt.

Ist statt eines einzelnen Poles $P$ ein Magnet mit zwei Polen $P$ und $Q$ gegeben, um dessen Axe sich der Leiter $adc$ dreht, und sind die Winkel zwischen der Axe und den nach $a$ und $c$ von $P$ und $Q$ gezogenen Linien resp. $\varphi_1$, $\varphi_2$, $\psi_1$, $\psi_2$, so wird der bei der Drehung des Leiters um den Winkel $d\varrho$ inducirte Differentialstrom:

$$D = -\varepsilon\mu\lambda\,[(\cos\varphi_1 - \cos\psi_1) - (\cos\varphi_2 - \cos\psi_2)]\,d\varrho.$$

Bei der Induction von Strömen in einem nicht in sich geschlossenen Leiter durch einen Solenoïd- oder Magnetpol kann man nicht ohne Weiteres für die Bewegung jenes Leiters die entgegengesetzte Bewegung des Poles substituiren. Denn sind z. B. die Enden des beweglichen Leiterstückes $adc$ durch den ruhenden Schliessungsdrath $abc$ verbunden, in welchem sich der in $adc$ inducirte Strom ausgleicht, so würde, wenn man den Pol an Stelle des Leiterstückes $adc$ bewegt, auch in dem ruhenden Theil $abc$ ein Strom inducirt. Soll dies nicht stattfinden, so muss der ruhende Theil $abc$ mit dem Pol fest verbunden sein, so dass er bei der Bewegung des letzteren seine relative Lage gegen ihn beibehält. Nur in diesem speciellen Fall ist die Vertauschung der Bewegungen gestattet. — Dasselbe gilt, wenn die Induction, statt durch einen Magnetpol, durch einen in sich geschlossenen Stromkreis bewirkt wird. 757

Wird in dem soeben betrachteten Falle an Stelle des ungeschlossenen Leiters der Magnetpol bewegt, so wird sowohl durch die rotatorische, als auch durch die translatorische Bewegung desselben in Bezug auf den Leiter in letzterem ein Strom inducirt. Denkt man sich hierbei durch den Pol eine feste Linie gezogen, welche sich bei seiner rotatorischen Bewegung um den Leiter sich selbst parallel im Raume verschiebt, so wird der Pol bei seiner Bewegung um diese feste Linie eine Drehung annehmen. Er wird also auch, wenn wir diese feste Linie als Drehungsaxe ansehen, bei der Drehung des Poles um sich selbst in dem ruhenden ungeschlossenen Leiter einen Strom induciren. (Vergl. indess §. 726.)

Nach §. 159 lassen sich die Componenten $XYZ$ der Wirkung eines geschlossenen Stromes $S$ von der Intensität Eins auf einen Magnetpol $P$ von dem magnetischen Fluidum Eins (welcher also dem Ende eines einseitig unendlich verlängerten Solenoids entspricht, dessen Elementarströme den Flächenraum Eins und die Intensität Eins haben) als die partiellen Differentialquotienten der Potentialfunction des ersteren in Bezug auf den letzteren darstellen. Diese Potentialfunction $V$ ist gegeben durch Oeffnung eines Kegels, dessen Spitze in $P$ liegt und dessen Basis die Peripherie des Stromes $S$ ist. 758

Sind, wie in §. 755, die Coordinaten von $P$ gleich $\xi$, $\eta$, $\zeta$, so ist:

$$X = \frac{dV}{d\xi},\quad Y = \frac{dV}{d\eta},\quad Z = \frac{dV}{d\zeta}.$$

Führen wir diese Werthe in die Gleichung 1 (§. 755) für den durch die Bewegung des Poles in dem geschlossenen Leiter inducirten Integralstrom ein, so erhalten wir:

$$I = - \varepsilon \mu \lambda \int_{w_0}^{w_1} \left\{ \frac{dV}{d\xi} d\xi + \frac{dV}{d\eta} d\eta + \frac{dV}{d\zeta} d\zeta \right\}.$$

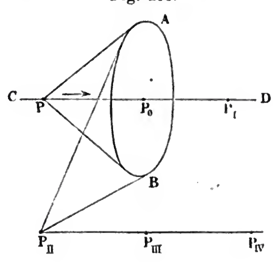
Der unter dem Integralzeichen stehende Werth ist ein vollständiges Differential. Bezeichnen wir seine Werthe für den Anfangs- und Endpunkt des Weges des Poles mit $V_0$ und $V_1$, so ist:

$$I = - \varepsilon \mu \lambda \, (V_1 - V_0).$$

Es ist also die in dem geschlossenen Leiter durch die Bewegung des Magnetpoles inducirte elektromotorische Kraft proportional dem Magnetismus des Poles und der Differenz der Potentiale des letzteren in Bezug auf den ersteren am Anfang und Ende der Bewegung.

759 Die Oeffnung des Kegels, dessen Spitze der Magnetpol, dessen Basis der geschlossene Strom ist, und welche vor und nach der Bewegung des ersteren die betreffenden Potentiale $V_0$ und $V_1$ darstellt, muss so bestimmt werden, dass wir unter Beibehaltung derselben Bewegungsrichtung des Poles auch eine gleichartige Aenderung der Kegelöffnung wahrnehmen. Nehmen wir der Einfachheit halber den geschlossenen Strom *AB* (Fig. 293) als eben an, und schreitet der Pol *P* auf der gegen *AB* senkrechten Linie *CD* von *P* gegen einen innerhalb *AB* gelegenen Punkt

Fig. 293.




$P_0$ vor, so wächst allmählich die Oeffnung des Kegels *APB* bis zu $2\pi$, und diese Zunahme dauert fort, wenn *P* über die Ebene von *AB* fortschreitet bis zu einem Punkte $P_1$, der die entsprechende Lage wie *P* hat. In diesem Punkt hat der Kegel eine durch den Werth $4\pi - APB$ dargestellte Oeffnung. Geht dagegen der Pol auf einer die Ebene *AB* ausserhalb des Stromkreises schneidenden Linie von $P_{II}$ aus fort, so nimmt im Gegentheil die Kegelöffnung $AP_{II}B$ bis Null ab, wenn der Pol bis zu dem in der Ebene *AB* liegenden Punkt $P_{III}$ gelangt, und wird negativ, bis sie in dem Punkt $P_{IV}$, welcher die der Lage $P_{II}$ entsprechende Lage auf der anderen Seite der Stromesebene besitzt, den Werth $-AP_{II}B$ hat. Kehrt dann der Punkt ausserhalb *AB* nach $P_{II}$ zurück, so wechselt die Kegelöffnung wieder das Zeichen und wird wiederum $AP_{II}B$. Schreitet daher der Pol ausserhalb *AB* von *P* zu einem Punkt auf der anderen

Seite von $AB$ fort und kehrt dann ausserhalb $AB$ nach $P$ zurück, so ist das Potential $V_0$ und $V_1$ am Anfang und Ende der Bewegung dasselbe, und die Intensität des gesammten, bei dieser Bewegung inducirten Stromes gleich Null.

Geht dagegen der Pol durch das Innere von $AB$ von $P$ aus zu einem Punkt auf der anderen Seite und kehrt dann ausserhalb $AB$ nach $P$ zurück, so erhält das Potential, dessen Werth am Anfang der Bewegung $APB = V_0$ war, am Ende desselben den Werth:

$$V_1 = V_0 - 4\pi.$$

Der Inductionsstrom ist in diesem Falle:

$$I = -4\varepsilon\mu\lambda\pi.$$

Geht auf diese Weise der Pol $p$mal von der positiven zur negativen, $n$mal von der negativen zur positiven Seite durch das Innere des geschlossenen Stromes hinüber, so ist der Inductionsstrom:

$$I = -4(n-p)\,\varepsilon\mu\lambda\pi.$$

Beschreibt also ein Magnetpol eine geschlossene Curve vor einem geschlossenen Stromkreise, so kann dadurch nur ein Integralstrom inducirt werden, wenn derselbe bei seiner Bewegung wenigstens einmal durch den inneren Raum des Stromkreises hindurchgeht, nicht aber, wenn er nur ausserhalb desselben seine geschlossene Bahn durchläuft.

Es ist von vornherein klar, dass die elektromotorische Kraft der **760**
Induction nur von der Aenderung des Potentials $V$ selbst abhängt, nicht aber von der Ursache dieser Aenderung. Wenn dieselbe daher durch ein anderes Mittel, als durch die Bewegung des Magnetpoles, oder, was dasselbe ist, durch die entgegengesetzte Bewegung des geschlossenen Leiters hervorgebracht wird, so ist die Induction dieselbe, wie vorher. — Bleibt daher der Magnetpol in Ruhe, ändert sich aber sein Magnetismus, so wird auch hier die inducirende Wirkung auf den geschlossenen Leiter der Differenz der Potentiale des Magnetes in Bezug auf den Leiter vor und nach der Aenderung entsprechen. Entsteht plötzlich in der Nähe des Leiters ein Magnetpol, so wird die Aenderung des Potentials dieselbe sein, wie wenn der Magnetpol aus unendlicher Entfernung mit gleichbleibender Magnetisirung bis zu der betreffenden Stelle zu dem Leiter hinbewegt worden wäre.

Ist nicht ein einzelner Magnetpol gegeben, sondern ein ganzer Magnet, so kann man nach den in §. 337 und folgende entwickelten Grundsätzen seine Wirkung nach aussen immer darstellen, indem man sich auf seiner Oberfläche nördliches und südliches magnetisches Fluidum nach gewissen Gesetzen angeordnet denkt. Es gelten dann die oben entwickelten Gesetze auch für einen solchen Magnet. Ist also $d\omega$ ein Element der Oberfläche des Magnetes, $\mu\, d\omega$ das ihm zukommende Fluidum, so wird die Intensität des durch den ganzen Magnet in dem geschlossenen Leiter inducirten Stromes:

$$I = -\varepsilon\lambda\Sigma\mu\,(V_1 - V_0)\,d\omega.$$

Den Werth $\Sigma\mu V d\omega$ bezeichnet Neumann mit dem Namen „Potential des Leiters in Bezug auf den ganzen Magnet oder des Magnetes in Bezug auf den Leiter“.

Wäre auch hier die Induction nur durch eine Aenderung des Magnetismus des ruhenden Magnetes erzeugt, dessen Oberflächenelement vor und nach derselben die freien Magnetismen $\mu\,d\omega$ und $\mu_1\,d\omega$ enthielte, so würde:

$$I = -\varepsilon\lambda\Sigma\,(\mu_1 - \mu)\,V_0\,d\omega$$

sein.

761 Mit Hülfe der eben entwickelten Ausdrücke können wir auch den mathematischen Ausdruck für die Induction eines Stromes in einem geschlossenen Leiter $B$ durch die Annäherung eines geschlossenen Stromes $A$ von der Intensität $i$ berechnen. Zerlegen wir den letzteren in eine Anzahl kleiner Molekularströme vom Flächenraum $d\omega$, so kann jeder derselben durch einen kleinen, auf ihm normalen Magnet vom Moment $\frac{1}{2}\,i\,d\omega$ ersetzt werden (§. 110). Es sei die Länge dieser kleinen Magnete $\delta q$, wo $q$ das vom Coordinatenanfangspunkt auf die Ebene der kleinen Ströme gefällte Loth $q$ bezeichnet, dann ist das an den Polen der Magnete angehäufte Fluidum $\pm\frac{1}{2}\,i\frac{d\omega}{\delta q}$. Ist das Potential des einen Poles dieses Magnetes in Bezug auf den inducirten Stromkreis, welcher vom Strom Eins durchflossen gedacht wird, gleich $\frac{1}{2}\,i\frac{d\omega}{\delta q}\,V$, so wird, wenn man $V$ als Function des Lothes $q$ betrachtet, das Potential des zweiten Poles in Bezug auf den inducirten Kreis:

$$\frac{1}{2}\,i\frac{d\omega}{\delta q}\left(V + \frac{dV}{dq}\,\delta q\right).$$

Bei der Bewegung des geschlossenen Leiters muss die inducirende Wirkung beider Pole der Differenz dieser Potentiale entsprechen. Bezeichnen wir daher, wie oben, den Werth der Potentialfunction $V$ am Anfang und Ende des Weges des geschlossenen Stromes $A$ mit $V_1$ und $V_0$, so erhalten wir bei der Summation für alle Elemente $d\omega$ den Integralstrom:

$$I = \frac{1}{2}\,\varepsilon i\lambda \sum d\omega\,\frac{d\,(V_1 - V_0)}{dq}.$$

Die Grösse $\frac{1}{2}\,i\sum d\omega\,\frac{dV}{dq}$ bezeichnet man als das Potential des geschlossenen Leiters in Bezug auf den galvanischen Strom, wobei beide Leiter von Strömen von der Intensität Eins und $i$ durchflossen gedacht werden.

Es ist also die in einem geschlossenen Leiter durch die Bewegung eines geschlossenen Stromes oder umgekehrt inducirte elektromotorische Kraft proportional der Differenz der Potentiale beider auf einander am Anfang und am Ende der Bewegung. Der Weg selbst, auf dem diese Bewegung vor sich geht, ist hiernach wiederum gleichgültig, da es nur auf die Anfangs- und Endlage der beiden Leiter gegen einander ankommt. — Mit Hülfe derselben Betrachtungen, welche wir oben bei der Induction eines Stromes in einem geschlossenen Leiter durch einen Magnet angestellt haben, ersehen wir unmittelbar, dass die in einem ruhenden geschlossenen Leiter durch das plötzliche Entstehen eines galvanischen Stromes in einem benachbarten ruhenden Leiter inducirte elektromotorische Kraft ebenso gross ist, wie wenn der inducirende Leiter bei constanter Durchleitung des Stromes aus unendlicher Entfernung dem inducirten Leiter genähert worden wäre. Wir setzen dabei immer voraus, dass der inducirende Strom nicht momentan, sondern mit einer im Verhältniss zur Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektricität geringen Geschwindigkeit sich herstellt.

Nach diesen Resultaten wird sich auch die Intensität der Extra- 762
ströme berechnen lassen. Bezeichnet nämlich $I$ die Intensität des primären Stromes, und ändert sich dieselbe in der Zeit $dt$ um $dI$, ist ferner das Potential der inducirenden Spirale auf sich selbst, d. h. die Summe der Potentiale jeder Windung derselben auf jede Windung gleich $P$, so ist die in der Zeit $dt$ inducirte elektromotorische Kraft des Extrastromes $\varepsilon P \frac{dI}{dt}$. Entsteht oder vergeht der inducirende Strom vollständig, so ist die gesammte elektromotorische Kraft des dabei inducirten Extrastromes gleich $\mp \varepsilon P I$, wo das negative Vorzeichen für den Schliessungs-, das positive für den Oeffnungsextrastrom gilt. — Aus den gegebenen Ausdrücken lässt sich bei bekanntem Widerstand des Schliessungskreises des Extrastromes seine Intensität in jedem Moment seines Verlaufes berechnen (vergl. das folgende Capitel).

Eine genauere Untersuchung der Induction von Strömen in geschlos- 763
senen Leitern durch geschlossene und vom Strom durchflossene Leiter muss auch über die Inductionserscheinungen Aufschluss geben, welche statthaben, wenn die Gestalt der letzteren sich in irgend einer Art ändert. Dies ergeben die folgenden Rechnungen:

Ein einzelnes Element $ds$ des inducirten Leiters lege in der Richtung $o$ in der Zeit $dt$ den Weg $do$ zurück. Es ist die elektrodynamische Wirkung des Elementes $d\sigma$ des inducirenden Leiters auf $ds$, wenn beide vom Strom Eins durchflossen gedacht werden und sich im Abstand $r$ von einander befinden (§. 21) in der Richtung ihrer Verbindungslinie:

$$\frac{ds\,d\sigma}{r^2}\left(r\,\frac{d^2 r}{ds\,d\sigma} - \frac{1}{2}\,\frac{dr}{ds}\,\frac{dr}{d\sigma}\right).$$

Um die Wirkung in der Richtung der Bewegung $o$ zu erhalten, ist dieser Ausdruck noch mit $\frac{dr}{do}$ zu multipliciren. Da nun die Geschwindigkeit der Bewegung $\frac{do}{dt}$ ist, so beträgt nach dem Lenz'schen Satz der Integralstrom, welcher in dem Leiter $s$ inducirt wird:

$$I = -\varepsilon \int dt\,\lambda\, i\, S \sum \frac{ds\,d\sigma}{r^2} \times \left\{ r \frac{d^2 r}{ds\,d\sigma} - \frac{1}{2} \frac{dr}{ds} \frac{dr}{d\sigma} \right\} \frac{dr}{do} \cdot \frac{do}{dt}$$

$$= \int dt\,\lambda i \frac{dE}{dt} \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

wo $S$ und $\sum$ die Integrationen nach $ds$ und $d\sigma$ anzeigen und:

$$E = -\varepsilon \int S \sum dt \frac{ds\,d\sigma}{r^2} \left\{ r \frac{d^2 r}{ds\,d\sigma} - \frac{1}{2} \frac{dr}{ds} \frac{dr}{d\sigma} \right\} \frac{dr}{do} \frac{do}{dt} \quad . \; . \quad (2)$$

$$= -\varepsilon \int S \sum do \frac{ds\,d\sigma}{r^2} \left\{ r \frac{d^2 r}{ds\,d\sigma} - \frac{1}{2} \frac{dr}{ds} \frac{dr}{d\sigma} \right\} \frac{dr}{do} \quad . \; . \; . \quad (3)$$

ist. Der Werth $E$ stellt die elektromotorische Kraft dar, welche durch den vom Strom Eins durchflossenen inducirenden Leiter in der Zeit $dt$ in dem inducirten Leiter inducirt wird. — Sind $\lambda$ und $i$ constant, so wird auch $I = \lambda i E$.

Nach der partiellen Integration des ersten Gliedes rechts nach $s$ wird das Glied des dabei erhaltenen Ausdrucks, welches die Form $\frac{1}{r} \frac{dr}{d\sigma} \frac{d^2 r}{do\,ds}$ hat, partiell nach $o$ und nach dieser Integration das in dem Integral enthaltene Glied $\frac{1}{r} \frac{dr}{ds} \frac{d^2 r}{do\,d\sigma}$ partiell nach $\sigma$ integrirt. Man erhält dann einen Ausdruck von vier Gliedern, dessen letztes Glied dem negativen Werth von $E$ in Gleichung (2) gleich ist. Addirt man zu demselben den Werth $E$, so erhält man:

$$E = -\frac{1}{2} \varepsilon \int \Sigma\, do\, ds \left[ \frac{1}{r} \frac{dr}{do} \frac{dr}{d\sigma} \right]_{s_1}^{s_2} + \frac{1}{2} \varepsilon \Sigma S d\sigma\, ds \left[ \frac{1}{r} \frac{dr}{ds} \frac{dr}{d\sigma} \right]_{o_1}^{o_2}$$

$$- \frac{1}{2} \varepsilon \int S do\, ds \left[ \frac{1}{r} \frac{dr}{do} \frac{dr}{ds} \right]_{\sigma_1}^{\sigma_2}.$$

Die an den Klammern stehenden Werthe bezeichnen die Grenzen der jedesmaligen Integration. Da aber der inducirende Leiter stets eine geschlossene Bahn hat, so ist $\sigma_1 = \sigma_2$ und das letzte Integral fällt fort.

Der so erhaltene Ausdruck zeigt, dass die inducirte elektromotorische Kraft durchaus unabhängig ist von den Wegen der einzelnen Elemente des bewegten Leiters, also von den Aenderungen seiner Gestalt während der Bewegung, sondern nur von den Bahnen, welche seine End-

punkte beschreiben, und den Formen, die er am Anfang und Ende seiner Bewegung annimmt. Ist die Peripherie des durch jene beiden Formen und Bahnen begrenzten Viereckes $= p$, so wird die Summe der beiden ersten Integrale, also

$$E = \frac{1}{2}\, \varepsilon S \Sigma \frac{d\sigma dp}{r} \frac{dr}{d\sigma} \frac{dr}{dp}.$$

Setzt man $\frac{1}{r}\frac{dr}{dp} = \frac{1}{2r^2}\frac{d(r^2)}{dp}$ und integrirt partiell nach $\sigma$, so fällt das erste Glied des Integrales fort, da $\sigma$ eine geschlossene Curve bildet, und es bleibt:

$$E = \frac{1}{4}\, \varepsilon S \Sigma \frac{1}{r} \frac{d^2(r^2)}{d\sigma dp} d\sigma\, dp.$$

Differenzirt man den Ausdruck:

$$r^2 = (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2,$$

wo $x, y, z$ die Coordinaten von $ds$ und $\xi, \eta, \zeta$ die von $d\sigma$ sind, nach $\sigma$ und $p$, so ergiebt sich:

$$\frac{d^2(r^2)}{d\sigma\, dp} = -\, 2\, \frac{dx\, d\xi + dy\, d\eta + dz\, d\zeta}{d\sigma\, dp} = -\, 2 \cos(d\sigma, dp),$$

wo $(d\sigma, dp)$ den Winkel zwischen den beiden Elementen $d\sigma$ und $dp$ bezeichnet. Dann ist:

$$E = -\frac{1}{2}\, \varepsilon S \Sigma \frac{d\sigma\, dp}{r} \cos(d\sigma, dp).$$

Der Werth $-\frac{1}{2} S \sum \frac{ds\, dp}{r} \cos(ds, dp)$ stellt aber das Potential zweier geschlossener Stromeskreise auf einander dar, deren Elemente $d\sigma$ und $dp$ sind, und die von den Strömen Eins durchflossen sind (vgl. §. 27).

Es ist also die in einem bewegten Leiter durch einen geschlossenen Stromkreis inducirte elektromotorische Kraft $E$ gleich dem mit der Constanten $\varepsilon$ multiplicirten Potential desselben auf den Umfang des von dem bewegten Leiter in seiner Anfangs- und Endlage und den Bahnen seiner Endpunkte begrenzten Curvenviereckes, wenn letzteres, sowie der geschlossene Leiter von einem Strom von der Intensität Eins durchflossen gedacht wird.

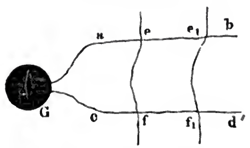
Dasselbe Gesetz würde sich ergeben, wenn die Induction nicht durch einen geschlossenen Strom, sondern durch einen Magnet hervorgerufen wäre.

Da nun die Bahn des inducirten Stromes immer geschlossen sein muss, so ist, wenn nur ein Theil desselben bewegt wird, diese Bewegung nur möglich, wenn die Bahnen seiner Endpunkte in den ruhenden Theil des inducirten Kreises fallen, so z. B., wenn derselbe aus zwei mit dem Galvanometer $G$, Fig. 294, verbundenen Dräthen $ab$ und $cd$ besteht, auf denen der Drath $ef$ sich aus der Lage $ef$ in die Lage $e_1 f_1$ so verschiebt,

dass die Länge seines zwischen $ab$ und $cd$ gelegenen Stückes sich nicht ändert.

In diesem Fall ist das erwähnte Curvenviereck durch $efe_1f_1$ dargestellt, und der Werth $E$ ist gleich der mit $\varepsilon$ multiplicirten Differenz der Potentiale des geschlossenen Stromkreises auf die ganze Bahncurve des inducirten Kreises in seinem Anfangs- und Endzustande, während beide vom Strom Eins durchflossen gedacht werden.

Fig. 294.




Werden diese Potentiale mit $P(\sigma_1 s_1)$ und $P(\sigma s)$ bezeichnet, so ist mithin:

$$E = \varepsilon\,[P(\sigma_1 s_1) - P(\sigma s)].$$

Ist die Intensität des inducirenden Stromes constant gleich $i$, so ist dieser Ausdruck mit $i$ zu multipliciren, um die inducirte elektromotorische Kraft zu erhalten.

764 Ganz derselbe Ausdruck giebt auch die inducirte elektromotorische Kraft an, wenn bei der Bewegung des Drathes $ef$ auf den Dräthen $ab$ und $cd$ an den „Gleitstellen" $e$ und $f$ neue Elemente des bewegten Leiters in den Kreis der inducirten Stromesbahn ein- oder aus derselben austreten, also die Länge des zwischen $ab$ und $cd$ befindlichen Stückes des Leiters $ef$ sich ändert. — Bleibt die Länge $ef$ bis zu einem bestimmten Zeitpunkt seiner Bewegung constant, z. B. bis $ef$ in $e'f'$ (Fig. 295) angelangt ist, und ändert sie sich dann um ein Bestimmtes, indem die Leiter $ab$ und $cd$ divergiren, so dass jetzt die Länge des Leiterstückes $e''f''$

Fig. 295.

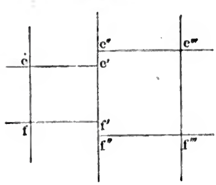
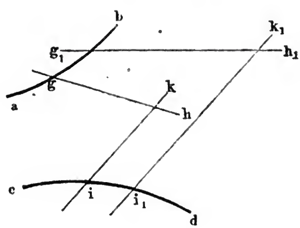



Fig. 296.




ist, in der es sich bis $e'''f'''$ bewegt; so wird die in beiden Zeiträumen der Bewegung inducirte elektromotorische Kraft dem Potential des inducirenden Stromes auf die Curvenvierecke $efe'f'$ und $e''f''e'''f'''$ entsprechen, d. i. wie oben der Differenz der Potentiale des inducirenden

Stromes auf den inducirten Stromkreis in seinem Anfangs- und Endzustande.

Ganz dasselbe Gesetz gilt auch, wenn der Ein- und Austritt neuer Elemente in die Bahn des inducirten Kreises nicht nur dadurch geschieht, dass das Leiterstück *ef* auf den divergirenden Unterlagen fortgleitet, sondern z. B. wenn auch diese selbst dabei eine Bewegung zu- oder von einander haben, oder wenn man auf die Dräthe *ab* und *cd* (Fig. 296) zwei Dräthe *gh* und *ik* legt, und beide in die Lagen $g_1 h_1$ und $i_1 k_1$ überführt.

Auch wenn der inducirte Kreis verzweigt ist, gilt dasselbe Gesetz, indem wir dann denselben in eine Anzahl geschlossener Umgänge zerlegen können, in welchen bei der Bewegung des einen, dieselben begrenzenden Leiterstückes die Induction in ganz gleicher Weise geschieht, wie in einer einfachen unverzweigten Bahn.

Bleibt der Kreis des inducirten Stromes unverändert, während ein 765
Theil des inducirenden Stromkreises sich bewegt, so gelten völlig dieselben Gesetze; ebenso auch, wenn Theile beider Kreise sich bewegen, da es nur auf die relative Bewegung der Theile derselben ankommt. Nur muss, wenn dabei die Länge des inducirenden Kreises sich ändert, die Intensität des Stromes in demselben constant erhalten werden. — Bei der Induction durch verzweigte inducirende Kreise muss diese Constanz in allen einzelnen Umgängen derselben bestehen.

Aendert sich die Intensität *i* des inducirenden Stromes, während die 766
Elemente der beiden auf einander wirkenden Stromkreise ruhen, in der Zeit $dt$ um $di$, so ist die dadurch in der Zeit $t_1 - t_0$ erzeugte elektromotorische Kraft der Induction, wenn $P(s\sigma)$ das Potential der vom Strom Eins durchflossenen Stromkreise bezeichnet, gleich:

$$\varepsilon \int_{t_0}^{t_1} dt\, P(s\sigma)\, \frac{di}{dt}.$$

Findet zugleich noch eine Bewegung der Leiterstücke statt, so dass in der Zeit $dt$ das Potential sich um $\frac{dP(s\sigma)}{dt}$ ändert, so ist die hierdurch in der Zeit $t_1 - t_0$ inducirte elektromotorische Kraft:

$$\varepsilon \int_{t_0}^{t_1} dt\, i\, \frac{dP(s\sigma)}{dt};$$

die durch beide Vorgänge gleichzeitig inducirte elektromotorische Kraft ist demnach:

$$F = \varepsilon \int_{t_0}^{t_1} dt \left\{ P(s\sigma) \frac{di}{ds} + i \frac{dP(s\sigma)}{dt} \right\} = \varepsilon\, [i_1 P_1(s\sigma) - i_0 P_0(s\sigma),$$

wo $i_1$ und $i_0$, $P_1$ und $P_0$ die Werthe der Intensitäten und Potentiale zu den Zeiten $t_0$ und $t_1$ angeben, wenn der inducirte und inducirende Leiter vom Strom Eins durchflossen gedacht wird. Es ist demnach ganz allgemein:

Die bei irgend einer Veränderung der Intensität des inducirenden Stromes oder der relativen Lage und Gestalt des inducirenden oder inducirten Stromkreises in letzterem inducirte elektromotorische Kraft gleich der mit der Constanten $\varepsilon$ multiplicirten Differenz der Potentiale beider Kreis auf einander in ihrem Anfangs- und Endzustande, wenn der eine von einem Strom von der jedesmaligen Intensität $i_1$ oder $i_0$, der andere von einem Strom von der Intensität Eins durchströmt gedacht wird.

767 Als Beispiele der Anwendung der angeführten Sätze wollen wir mit Neumann einige experimentell interessante Inductionsphänomene mit Hülfe derselben betrachten [1]).

Rotirt ein ebener geschlossener Leiter $L$, der den Flächenraum $F$ umschliesst, um eine beliebige Drehungsaxe unter Einfluss des Erdmagnetismus, dessen Grösse wir mit $M$ bezeichnen, und ist die auf der Drehungsaxe des Leiters senkrechte Componente desselben gleich $N$, so können wir annehmen, die Kraft $N$ gehe von einem in der weiten Entfernung $r$ befindlichen Pol $P$ aus, welcher auf dem in der Richtung von $N$ auf der Drehungsaxe errichteten Loth läge. Bildet in den verschiedenen Lagen des Leiters $L$ ein auf seiner Ebene errichtetes Loth mit $N$ den Winkel $\varphi$, so wird die Oeffnung des durch $P$ als Spitze und $L$ als Basis gelegten Kegels durch den Werth $\frac{1}{r^2} F \cos\varphi$ dargestellt. Ist der Magnetismus von $P$ gleich $\mu$, so ist $\frac{\mu}{r^2} = N$; ist also in zwei Lagen des Leiters der Werth $\varphi$ gleich $\varphi_0$ und $\varphi_1$, so wird bei der Drehung aus der ersten in die zweite Lage im Leiter ein Strom inducirt von der Intensität

$$I = \frac{\varepsilon N F}{R} (\cos\varphi_1 - \cos\varphi_0),$$

wo $R$ der Widerstand des Schliessungskreises des Leiters, $\varepsilon$ die Inductionsconstante ist. Jedesmal, wenn bei der Drehung die Ebene des Leiters $L$ auf der Richtung von $N$ senkrecht steht, wird sich bei fortgesetzter Drehung desselben die Richtung des Inductionsstromes in ihm umkehren. In diesen um je 180° von einander abstehenden Lagen muss dann durch einen Commutator die Stromesrichtung in dem Schliessungs-

[1]) Für die Berechnung der Induction in einzelnen Fällen vgl. auch Max L. Weber. Potential von Kreis und Spirale. Dissertation, Leipzig 1869*.

drath von $L$ gewechselt werden, wenn man bei seiner Drehung constante Ströme erhalten will.

In diesen Lagen ist jedesmal abwechselnd $\cos\varphi = \pm 1$. Bei einer halben Umdrehung des Leiters aus der einen in die andere Lage wird also ein Inductionsstrom von der Intensität

$$I = 2\,\frac{\varepsilon N}{R}\,F$$

inducirt werden.

Liegt die Drehungsaxe des Leiters horizontal und steht senkrecht auf dem magnetischen Meridian, so ist $N = M$, also in diesem Falle

$$I_1 = 2\,\frac{\varepsilon M}{R}\,F.$$

Fällt die horizontale Drehungsaxe in den magnetischen Meridian, so ist $N = M \sin i$, wo $i$ der Inclinationswinkel ist, also:

$$I_2 = 2\,\frac{\varepsilon M F}{R}\sin i.$$

Ist die Drehungsaxe vertical, so ist $N = M \cos i$, also

$$I_3 = 2\,\frac{\varepsilon M F}{R}\cos i$$

(vergl. §. 731).

Wird dagegen der Leiter von der Stellung aus, in welcher seine Ebene mit der Richtung des Erdmagnetismus zusammenfällt, um $180^0$ gedreht, so ist in beiden Lagen $\cos\varphi_1 = \cos\varphi_0 = 0$. Man erhält also keinen Inductionsstrom.

Wir wollen ferner die Induction berechnen, welche in einem kreis- 768
förmigen Leiter vom Radius $r$, z. B. einem Drathkreise, erzeugt wird, wenn sich ein Magnet von der Länge $l$ in der Richtung der Axe des Leiters fortbewegt. Der Abstand des dem Leiter zunächst liegenden Poles $N$ des Magnetes von dem Mittelpunkt desselben sei $x$, das magnetische Moment des Magnetes sei $l\,m$; dann sind die Kegelöffnungen der durch seine Pole als Spitze und den Drathkreis als Basis gelegten Kegel gleich

$$2\pi\left(1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + r^2}}\right) \text{ und } 2\pi\left(1 - \frac{x + l}{\sqrt{(x + l)^2 + r^2}}\right),$$

oder, wenn die Winkel zwischen der Axe des Leiters und den von den Polen zu der Peripherie desselben gezogenen Linien mit $\psi$ und $\varphi$ bezeichnet werden, $2\pi\,(1 - \cos\psi)$ und $2\pi\,(1 - \cos\varphi)$.

Wird der Magnet aus einer bestimmten Entfernung zu dem Leiter parallel seiner Axe hinbewegt, ist am Anfang und am Ende der Bewegung der Werth $x$ gleich $x_0$ und $x_1$, und sind die entsprechenden Werthe von $\varphi$ und $\psi$ gleich $\varphi_0$ und $\varphi_1$, $\psi_0$ und $\psi_1$, so stellen obige Werthe der Kegelöffnungen bei Einführung dieser Grössen die Poten-

tialfunctionen $V_0$ und $V_1$ des Leiters in Bezug auf die beiden Magnetpole dar. Ist der umgekehrte Werth des Widerstandes des Schliessungskreises des Leiters gleich $\lambda$, so ist die Intensität des Inductionsstromes

$$I = -2\varepsilon\lambda m\pi\,[(\cos\varphi_1 - \cos\varphi_0) - (\cos\psi_1 - \cos\psi_0)].$$

Wird der Magnet aus unendlicher Entfernung bis zu der ersten Lage dem Leiter genähert, oder, was auf dasselbe herauskommt, entsteht derselbe in dieser Lage, so ist $\cos\varphi_0 = \cos\psi_0 = 1$, also dann

$$I = -2\varepsilon\lambda m\pi\,(\cos\varphi_1 - \cos\psi_1).$$

Schneidet die Ebene des Leiters die Axe des Magnetes in der Mitte, so ist dieser Werth ein Maximum. Dann ist $\cos\varphi_1 = -\cos\psi_1$, also in diesem Falle

$$I = -4\varepsilon\lambda m\pi\cos\varphi_1 = -\frac{4\varepsilon\lambda m\pi l}{\sqrt{l^2 + 4r^2}}.$$

Ist der Durchmesser $2r$ des Leiters klein gegen $l$, so verwandelt sich dieser Ausdruck in

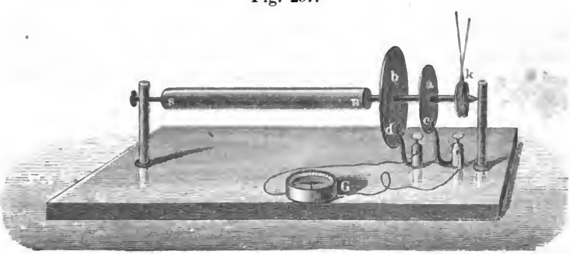
$$I = -4\varepsilon\lambda m\pi.$$

Es ist dann $I$ von dem Durchmesser des Leiters und der Länge des Magnetes unabhängig.

Ein ähnliches Resultat, welches ganz mit dem von **Lenz** (§. 706) erhaltenen übereinstimmt, erhält man bei Ersetzung des einen Drathkreises durch eine Spirale, deren Durchmesser gegen ihren Abstand von den Enden des inducirenden Magnetes klein ist. Auch hier ist die inducirte elektromotorische Kraft von der Weite der Drathwindungen der Spirale auf dem Magnete unabhängig.

**769** Wir wollen ferner die bei der unipolaren Induction inducirte elektromotorische Kraft berechnen. Es sei $ns$, Fig. 297, der um seine Axe

Fig. 297.




rotirende Magnet, auf dessen Axe zwei kreisförmige Metallscheiben $a$ und $b$ vom Radius $r$ und $r_1$ aufgesetzt sind, gegen deren Rand die Federn $c$ und $d$ schleifen. Der Abstand der Scheiben $a$ und $b$ von dem

Pole $n$ des Magnetes sei $x$ und $x_1$, die Länge des Magnetes $l$, sein Moment $\mu l$. Bezeichnen wir die Winkel zwischen der Axe des Magnetes und den von seinen Polen nach den Peripherieen der von den Federn $c$ und $d$ bei der Drehung auf $a$ und $b$ gezogenen Kreise mit $\varphi_1$, $\varphi_2$, $\psi_1$, $\psi_2$, so ergiebt sich unmittelbar nach §. 756 die Intensität des bei einer Umdrehung des Magnetes inducirten Stromes:

$$I = 2\pi\varepsilon\mu\lambda\,[(\cos\varphi_1 - \cos\psi_1) - (\cos\varphi_2 - \cos\psi_2)].$$

Dasselbe Resultat hätten wir mit Hülfe des §. 763 erwähnten Satzes erhalten, wenn wir uns den Magnetpol ruhend und statt seiner das Leiterstück $cgd$ rotirend dächten. Das von dem inducirten Stromkreise bei einer Umdrehung umschlossene Viereck wird dann durch die Peripherieen der von $c$ und $d$ auf $a$ und $b$ gezogenen Kreise dargestellt, welche wir uns in entgegengesetzter Richtung von dem Strome von der Intensität Eins umflossen denken. Die inducirte elektromotorische Kraft entspricht also der Differenz der mit $\mu\varepsilon$ multiplicirten Potentialfunctionen der Magnetpole auf beide Peripherieen, welche, wie im vorigen Paragraph, sich durch $2\pi(1 - \cos\varphi_1)$, $2\pi(1 - \cos\psi_1)$, $2\pi(1 - \cos\varphi_2)$ und $2\pi(1 - \cos\psi_2)$ darstellen. Wir erhalten bei der Subtraction dieser Werthe von einander und Multiplication mit der Leitungsfähigkeit $\lambda$ des inducirten Kreises den obigen Ausdruck.

Liegt das eine Ende des Leiters, z. B. $c$, in der Rotationsaxe, so ist $\varphi_2 = \psi_2 = 0$, also

$$I = 2\pi\varepsilon\lambda\mu(\cos\varphi_1 - \cos\psi_1) = 2\pi\varepsilon\lambda\mu\left\{\frac{x}{\sqrt{r^2 + x^2}} - \frac{l + x}{\sqrt{r^2 + (l + x)^2}}\right\}.$$

Liegt die Metallscheibe $b$ zwischen den Magnetpolen, so ist $x$ negativ. Das Maximum der Stromintensität erhält man, wenn $x = -\frac{1}{2}l$, also die Scheibe in der Mitte des Magnetes liegt. Dann ist

$$I = -\frac{4\varepsilon\lambda\mu\pi l}{\sqrt{4r^2 + l^2}}.$$

In ähnlicher Weise würde sich die Induction in dem §. 720 beschriebenen Versuche berechnen lassen, da bei jeder Umdrehung des rotirenden Radius der ganze Drathkreis in die Schliessung eintritt. Die dabei jedesmal inducirte elektromotorische Kraft ist also gleich dem Potential des von dem Strom von der betreffenden Intensität $J$ durchflossenen Drathkreises auf die umgebende Spirale [1]).

[1]) Felici (Nuovo Cimento T. I, p. 325; T. II, p. 321. 1855*; T. III, p. 198. 1856*; T. IX, p. 75. 1859*. Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XL, p. 251. 1854*; T. LI, p. 378. 1857;* T. LVI, p. 106. 1859*) hatte die Theorie der Inductionsströme in einer etwas abweichenden Weise entwickelt. Mit Hülfe der §. 709 bis 712 mitgetheilten experimentellen Resultate gelangt er auf einem ganz ähnlichen Wege, wie Ampère zu seiner Formel in Betreff der elektrodynamischen Wirkung, zu folgendem Ausdruck, welcher die elektromotorische Kraft $E$ angiebt, die in einem Leiterelement

## VIII. Bestimmung der Inductionsconstante.

770 Nach §. 752 ist die Intensität eines, in einem geschlossenen Leiter bei der Bewegung eines geschlossenen Stromkreises inducirten Stromes gleich dem Unterschiede der Potentiale des Stromes in Bezug auf den

---

$ds_1$ inducirt wird, während in einem Elemente $ds$ ein Strom von der Intensität Eins entsteht oder verschwindet:

$$E = A\left(\frac{d^2 r}{ds\, ds_1} + K\,\frac{1}{r}\,\frac{dr}{ds}\,\frac{dr}{ds_1}\right) ds\, ds_1 \quad \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

wo $r$ der Abstand der Elemente, $K$ und $A$ Constante sind. Diese Formel unterscheidet sich von der von Neumann gegebenen, zunächst für geschlossene Leiter gültigen Formel durch die unbekannte Constante $K$.

Gehören die Elemente $ds$ und $ds_1$ in sich geschlossenen Stromeskreisen an, so fällt bei der Integration das erste Glied fort, und die in dem Inductionskreise erzeugte elektromotorische Kraft ist

$$P = K \int\int \frac{1}{r}\,\frac{dr}{ds}\,\frac{dr}{ds_1}\, ds\, ds_1 \quad \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

wo der Werth $P$ das Potential beider Stromkreise auf einander ist.

Dieselbe elektromotorische Kraft wäre nach den Versuchen des §. 711 inducirt worden, wenn der inducirende Kreis dem inducirten aus unendlicher Entfernung genähert oder aus seiner Lage in dessen Nähe bis zur unendlichen Entfernung von ihm entfernt worden wäre.

Wird daher der inducirende Leiter aus einer Lage in eine andere gebracht, für welche beide Lagen der Werth $P$ resp. $P_1$ und $P_2$ ist, so ist die inducirte elektromotorische Kraft:

$$S = P_2 - P_1 \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (3)$$

Diese Formel stimmt mit der von Neumann gegebenen vollkommen überein.

Neben diesen Sätzen nahm Felici, ganz abweichend von den übrigen Theorieen, noch eine besondere Induction an, welche stattfindet, wenn ein nicht in sich geschlossener Theil $s_1$ des inducirten Kreises mit seinen beiden Enden auf einer leitenden Fläche gleitet. Es sollte in diesem Falle der Ausdruck der inducirten elektromotorischen Kraft werden:

$$\Sigma = (P_2 - P_1) - (\Pi_2 - \Pi_1) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

wo $P_2$ und $P_1$ die Potentiale des inducirenden Stromes auf den nicht geschlossenen Theil $s_1$ des inducirten Kreises in seiner Anfangs- und Endlage, $\Pi_2$ und $\Pi_1$ die Potentiale des ersteren auf die von den Enden des inducirten Theiles $s_1$ auf der leitenden Fläche beschriebenen Curven sind.

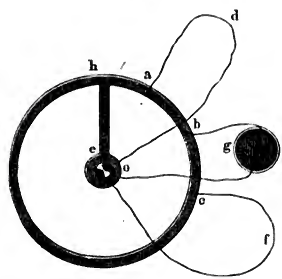
Es befinde sich z. B. über dem Pole eines Elektromagnetes eine kreisrunde Metallscheibe, deren Axe mit dem einen Ende des Galvanometerdrathes verbunden ist. An den Rand der Scheibe werde das eine Ende des Drathes einer Spirale gelöthet, welche andererseits gleichfalls mit dem Galvanometer verbunden und so aufgestellt ist, dass in ihr beim Erregen des Magnetes kein Strom inducirt wird. Wird nun, während der Magnet constant wirkt, die Metallscheibe gedreht, so dass sich ein Theil des Drathes der Spirale auf ihre Peripherie aufwickelt, so zeigt das Galvanometer keinen Inductionsstrom an. Es ist aber bei diesem Versuche der Drath der Spirale aus einer Lage, bei der bei Erregung des Magnetes kein Strom in ihm inducirt wird, in eine solche Lage übergegangen, in welcher hierbei die inducirende Wirkung ein Maximum ist. Zugleich gleitet aber auch in jedem Augenblicke das sich aufwickelnde Ende des Drathes auf der Peripherie der Scheibe. Die durch letzteren Process bewirkte Induction sollte also der durch den ersteren erzeugten Induction gerade gleich und entgegengesetzt sein. — Indess würde auch nach dem Lenz-Neumann'schen Gesetze, wenn z. B. der Mittelpunkt der gedachten Scheibe mit dem Galvanometer verbunden wäre, die jedesmalige

von einem Strome von der Intensität Eins durchflossen gedachten Leiter vor und nach der Bewegung, dividirt durch den Widerstand des Leiters

Inductionswirkung auf ihre Radien, welche von dem Centrum zu den Punkten ihrer Peripherie gehen, auf die sich der Drath der Spirale gerade aufwickelt, bei einer bestimmten Drehung der Scheibe gleichfalls die Induction auf den sich aufwickelnden Drath gerade compensiren, so dass die Annahme der Induction beim Gleiten bei diesem Versuche doch nicht unbedingt nöthig war. — Das von Felici als Ursache der Induction betrachtete Gleiten findet auch bei der unipolaren Induction statt. Wenn z. B. eine horizontale Metallscheibe um ihren Mittelpunkt rotirt, unter dem sich die Axe eines verticalen Magnetes befindet, so würden, nach den Lenz-Neumann'schen Sätzen, in allen ihren radialen Elementen elektromotorische Kräfte inducirt werden. Verbände man daher ihren Mittelpunkt und einen Punkt ihres Randes mit dem Galvanometer, so wäre der in demselben entstehende Strom nur aus der Scheibe abgeleitet. Nach Felici würde indess gerade an den Ableitungsstellen die Induction auftreten. — Um dies zu beweisen, stützte er sich namentlich auf folgenden Versuch:

Aus dünnem Kupferblech war eine kleine, 1 Ctm. im Durchmesser haltende Scheibe *o*, Fig. 298, ausgeschnitten, welche durch einen radialen schmalen Kupferstreifen *eh* mit einem ihr concentrischen Ringe *habc* von 10 Ctm. Durchmesser verbunden war. Diese Vorrichtung war auf einer runden, horizontalen Holzscheibe befestigt und wurde mit derselben über einem verticalen Magnetstab von 1 Meter Länge, dessen Axe durch das Centrum der Scheibe ging, in Rotation versetzt. Das Centrum der Scheibe *o* und ein Punkt *b* des Ringes *habc* wurden mit einem Galvanometer *g* verbunden und die Ablenkung seiner Nadel bestimmt. Wurden nun zwei Dräthe *ado* und *cfo* von geringem Widerstande mit ihren Enden zu beiden Seiten dicht neben dem Punkte *b* auf den Ring *habc* und das Centrum *o* gesetzt, so blieb dabei der Ausschlag der Nadel ungeändert.

Fig. 298.




Felici meint deshalb, die elektromotorische Kraft könne nicht, wie es sich aus dem Lenz'schen Gesetze ergiebt, in dem Radius *eh* allein erzeugt, sondern sie müsse an allen einzelnen Gleitstellen *a*, *b*, *c* aufgetreten sein, da im ersteren Falle durch das Anlegen verschiedener Leitungen *ado*, *bgo*, *cfo* an Stelle der einen *bgo*, die Stromintensität in letzterer vermindert worden wäre. — Ist indess der Widerstand des Radius *eh* klein gegen den der Dräthe *ado*, *bgo*, *cfo*, so wird beim Anlegen mehrerer Leitungen der Widerstand des durch sie und *eh* gebildeten Schliessungskreises fast in gleichem Maasse abnehmen, wie ihre Zahl wächst, und ebenso, wenn die elektromotorische Kraft nur in *eh* auftritt, auch die Gesammtintensität des durch dieselbe erzeugten inducirten Stromes wachsen. Der durch *bgo* fliessende Zweig desselben bewahrt dann gleichfalls seine Intensität nahezu unverändert. — Es ist also von vornherein ohne genaue Messungen dieser Versuch kein Beweis für die Induction an den Gleitstellen *a*, *b*, *c*.

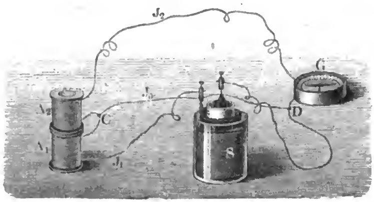
Auch ein anderer Versuch von Felici scheint nicht unbedingt gegen die Theorie von Neumann zu sprechen. Er legte einen in sich geschlossenen Ring von weichem Eisendrath von $2^{mm}$ Dicke um einen Holzring von $80^{mm}$ innerem und $100^{mm}$ äusserem Radius und umwand den Holzring mit einer Drathspirale, durch welche ein Strom geleitet wurde. Wurde nun neben dem Ringe ein mit dem Galvanometer verbundener Drath aufgestellt, so entstand beim Oeffnen und Schliessen des den Eisenring magnetisirenden Stromes in demselben kein Inductionsstrom, wenn der Drath nicht durch den inneren Raum des Eisenringes hindurchgeleitet war. In diesem Falle entstand indess ein solcher.

Wurden durch den Eisenring verschiedene Dräthe gezogen und je zwei entgegengesetzt mit dem Galvanometer verbunden, so hoben sich die Inductionsströme in ihnen auf, welches auch ihre Lage war.

und multiplicirt mit der Inductionsconstante $\varepsilon$. Diese Inductionsconstante muss numerisch bestimmt werden.

Zur Bestimmung derselben hat Kirchhoff[1]) folgenden Weg eingeschlagen. Es seien $A_1$ und $A_2$, Fig. 299, zwei Drathspiralen, welche auf einander inducirend einwirken können. Dieselben sind durch die Dräthe $A_1 C A_2$ und $A_2 D A_1$ mit einander zu einem geschlossenen Kreise verbunden, in den bei $G$ ein Galvanometer, bei $S$ eine galvanische Säule von der elektromotorischen Kraft $E$ eingeschaltet ist. Verbindet man noch

Fig. 299.




die Punkte $C$ und $D$ durch einen Drath $CD$, und sind die Intensitäten und Widerstände:

$$\begin{array}{llll} \text{in dem Stromzweige } & CD & = I_0 & \text{und } w_0 \\ \text{,, \quad ,, \quad ,,} & CA_1SD & = I_1 & \text{,, } w_1 \\ \text{,, \quad ,, \quad ,,} & CA_2GD & = I_2 & \text{,, } w_2, \end{array}$$

so ist nach den Kirchhoff'schen Gesetzen der Stromverzweigung:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{w_0}{w_0 + w_2} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

Entfernt man jetzt die Spirale $A_2$ von $A_1$ um ein Bestimmtes, so wird in beiden Spiralen ein Strom inducirt. Die gesammte elektromotorische Kraft des in $A_2$ inducirten Stromes sei $e_2$, die des Stromes in $A_1$ sei $e_1$, die Intensitäten der durch diese Induction in den einzelnen Zweigen der Leitung inducirten Ströme seien $i_0$, $i_1$, $i_2$; dann ist:

Nach der Neumann'schen Theorie müsste hierbei der Inductionsstrom in dem durch das Innere des Eisenringes hindurchgeführten Drath ebenso stark sein, wie wenn der Drath, während der Eisenring constant magnetisirt bliebe, aus weiter Entfernung in seine Lage gebracht würde. Da indess in jeder Lage desselben die elektromagnetische Wirkung des Eisenringes mit der ihn umgebenden, ein in sich geschlossenes Solenoid darstellenden Spirale auf jedes Element des Drathes Null ist, so sollte nach Felici hierbei kein Inductionsstrom entstehen. Indess ist zu beachten, dass bei der Bewegung des Drathes aus weiter Entfernung bis in die Lage, in der er durch den inneren Raum des Eisenringes hindurchgeht, nothwendigerweise an einer Stelle eine Durchschneidung des letzteren durch ein Element des Drathes stattfinden und dabei eine Inductionswirkung auftreten würde, so dass wohl auch diese Erscheinung auf die Neumann'sche Theorie zurückgeführt werden kann.

[1]) Kirchhoff, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 412. 1849*.

$$i_2 = \frac{e_2 (w_0 + w_1) + e_1 w_0}{w_0 w_1 + w_1 w_2 + w_2 w_0} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Es sei $e$ die gesammte elektromotorische Kraft, welche in $A_2$ inducirt worden wäre, wenn während seiner Bewegung $A_1$ von einem Strome von der Intensität Eins durchflossen wäre, oder ebenso die in $A_1$ inducirte elektromotorische Kraft, wenn $A_2$ vom Strome Eins durchflossen wäre; dann ist

$$e_1 = I_2 e, \qquad e_2 = I_1 e,$$

also nach (2)

$$i_2 = \frac{I_1 (w_0 + w_1) + I_2 w_0}{w_0 w_1 + w_1 w_2 + w_2 w_0} e,$$

und nach (1):

$$\frac{i_2}{I_2} = \frac{(w_0 + w_1)(w_0 + w_2) + w_0^2}{w_0 w_1 + w_1 w_2 + w_2 w_0} \cdot \frac{e}{w_0} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Ist der Drath $CD$ so dick und kurz gegen den Drath der Spiralen $A$ und $A_1$, dass man den Widerstand $w_0$ gegen $w_1$ und $w_2$ vernachlässigen kann, so wird der Factor von $\frac{e}{w_0}$ gleich Eins, und es bleibt:

$$\frac{i_2}{I_2} = \frac{e}{w_0} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Bezeichnet man das Potential der Spiralen $A_1$ und $A_2$ auf einander, wenn die eine von einem Strom von der Intensität Eins durchflossen wäre, vor und nach ihrer Bewegung mit $V$ und $V_0$, so ist:

$$e = \varepsilon (V - V_0),$$

also nach (4):

$$\varepsilon = \frac{i_2}{I_2} \frac{w_0}{(V - V_0)}.$$

Wird bei dem Versuche die Spirale $A_2$ so weit von $A_1$ entfernt, dass diese Entfernung als unendlich gross angesehen werden kann, so ist $V_0 = 0$, also:

$$\varepsilon = \frac{i_2}{I_2} \cdot \frac{w_0}{V} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Um die Constante $\varepsilon$ zu berechnen, sind in dieser Formel die Werthe $i_2$, $I_2$, $w_0$, $V$ zu bestimmen.

Der Werth $V$ lässt sich durch Rechnung finden, wenn man die 771
Dimensionen der Spiralen kennt. Er ist nach §. 27 gleich der halben negativen Summe der Producte aller Elemente der einen Spirale mit allen Elementen der anderen, welche Producte jedesmal mit dem Cosinus der Neigung der betreffenden Elemente multiplicirt und mit ihrer Entfernung dividirt sind. Die Potentiale sind also lineare Grössen. — Der Werth $\frac{i_2}{I_2}$ ergiebt sich folgendermaassen:

Es sei

die horizontale Componente des Erdmagnetismus . . . $= H$
das Moment der Galvanometernadel . . . . . . . . . . $= M$
ihr Trägheitsmoment und ihre Schwingungsdauer . . . $= k$ und $T$
das ihr durch einen Strom von der Intensität Eins ertheilte
Drehungsmoment . . . . . . . . . . . . . . . . . $= d$.

Wird die Nadel durch den constanten Strom $I_2$ um den Winkel $\alpha$ abgelenkt, so ist, wenn $\alpha$ klein ist:

$$HM\alpha = I_2 d,$$

oder, da nach §. 173

$$HM = \frac{\pi^2 k}{T^2}$$

ist,

$$\pi^2 k \alpha = T^2 I_2 d.$$

Wird die Nadel nach ihrer Ablenkung um $\alpha$ durch den momentanen Strom $i_2$ getroffen, so können wir annehmen, wenn $\alpha$ klein ist, dass der Strom $i_2$ auf die Nadel ebenso wirke, wie wenn sie sich in der Ruhelage befände. Wird dabei der Ausschlag um den Werth $\beta - \alpha$ vermehrt, so ist mit Berücksichtigung der Dämpfung der Schwingungen die der Nadel durch den momentanen Strom ertheilte Geschwindigkeit:

$$C = \frac{i_2}{k} d = (\beta - \alpha) \frac{\pi}{T} e^{\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{\pi}{\lambda}},$$

wo $\lambda$ das logarithmische Decrement der Schwingungen ist (vergl. §. 217). So ergiebt sich

$$\frac{i_2}{I_2} = \frac{\beta - \alpha}{\alpha} \frac{T}{\pi} e^{\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{\pi}{\lambda}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (6)$$

Da bei den Versuchen nicht immer abgewartet wurde, dass die Nadel genau den Stand $\alpha$ angenommen hatte, so musste in $\beta - \alpha$ statt $\alpha$ der Werth $\alpha_1$ substituirt werden, dem ihr Ausschlag zur Zeit des Inductionsstromes entsprach.

772 Der Widerstand $w_0$ des Drathes $CD$ war schwierig zu bestimmen; es wurde deshalb bei einem zweiten Versuche in denselben noch ein Drath von bestimmtem Widerstande $w'_0 - w_0$ eingefügt, wodurch sich der Widerstand des nun in die Schliessung zwischen $C$ und $D$ eingefügten Drathes auf $w'_0$ vermehrt hatte.

Bezeichnen $I'_2$ und $i'_2$ die bei diesem Widerstande erhaltenen Intensitäten des primären und inducirten Stromes in dem Schliessungszweige $CA_2\,GD$, so ist nach Einsetzen dieser Werthe in die Gleichung (5):

$$\varepsilon = \frac{w'_0 - w_0}{\left(\frac{I'_2}{i'_2}\right) - \left(\frac{I_2}{i_2}\right)} \frac{1}{V} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (7)$$

Um diese Einfügung vorzunehmen, war der Drath $CD$ horizontal ausgespannt und trug ein Quecksilbernäpfchen, welches auf verschiedene Stellen des Drathes geschoben werden konnte. Das eine Ende des Drathes wurde bei $C$, das Quecksilbernäpfchen bei $D$ mit der Leitung verbunden. Der Drath bestand aus Kupfer, dessen specifische Leitungsfähigkeit gleich 1 gesetzt wurde. Die Länge des eingefügten Drathes betrug 14,9097 Zoll, die Dicke des Drathes 0,4061 Quadratlinien. So ist sein Widerstand etwa

$$w'_0 - w_0 = \frac{5000}{1 \text{ Zoll}}.$$

Dieser Widerstand ist proportional der Länge, umgekehrt proportional dem Querschnitt des Drathes, also eine Grösse des — 1ten Grades in Bezug auf die Längendimension, was das Wort „Zoll" im Nenner andeuten soll. Da $\frac{1}{V}$ ebenso eine Grösse des — 1ten Grades ist, so ist $\varepsilon$ eine Grösse des — 2ten Grades in Bezug auf die Längendimension.

Als Galvanometer diente bei den Versuchen ein Multiplicator von 773
200 Windungen von Kupferdrath von $^1/_{66}''$ Dicke, in welchem ein $4''$ langer, $^1/_2''$ breiter und dicker, mit einem Spiegel versehener Magnet schwang, dessen Stellung an einer $12'$ entfernten Scala abgelesen wurde. Die Inductionsspiralen waren aus demselben Drath gewickelt, wie der Multiplicator. Die inducirende $A_1$ bestand aus zwei ineinander befindlichen Spiralen von $1''$ Höhe, von denen die eine $1{,}48''$ inneren, 1,66 äusseren Radius, die andere $1{,}3''$ inneren, $1{,}48''$ äusseren Radius besass. Diese beiden Spiralen wurden mit ihren Axen vertical aufgestellt. — In diese Spiralen war die inducirte Spirale $A_2$ von $1''$ Höhe, $0{,}5''$ innerem und 1,155 äusserem Radius so eingeschoben, dass die Grundflächen der Spiralen in der gleichen Ebene lagen. Die Inductionsspirale wurde durch einen an ihrer oberen Fläche befestigten, über eine Rolle gehenden Faden in die Höhe gezogen. Die Drathleitungen waren so vorgerichtet, dass durch die hierbei bewirkte Aenderung ihrer Lage keine besondere Einwirkung auf die Nadel des Galvanometers ausgeübt wurde.

Zur Verstärkung der Induction wurde der Strom zwischen den beiden inducirenden Spiralen getheilt. Hierdurch ändert sich der Werth des Potentials $V$ in $V_1$. Sind die Potentiale der inneren und äusseren inducirenden Spirale auf die inducirte $V_i$ und $V_a$, sind ihre Widerstände $w_i$ und $w_a$, so ist:

$$V_1 = V_i \frac{w_a}{w_i + w_a} + V_a \frac{w_i}{w_i + w_a}.$$

Durch Rechnung ergab sich

$$V_i = -\,2{,}229000 \text{ (Zoll)}; \quad V_a = -\,2{,}519000 \text{ (Zoll)},$$

woraus

$$V_1 = 2{,}383000 \text{ (Zoll)}.$$

Es ergab sich ferner:

$$\frac{I'_2}{i'_2} = 0{,}4283; \qquad \frac{I_2}{i_2} = 0{,}0252,$$

woraus dann nach Gleichung (7) folgt:

$$\varepsilon = \frac{1}{192 \text{ (Quadratzoll)}}.$$

Wir wiederholen, dass hier bei der Messung der Intensitäten der Ströme das elektrodynamische Maass des §. 19 zu Grunde gelegt ist.

Nähme man als Einheit der Geschwindigkeit für die durch die elektrodynamische Wirkung gegen einander bewegten Stromelemente die Geschwindigkeit von 1000 Fuss ($313853^{mm}$) in der Secunde; als Einheit des Widerstandes den eines Kupferdrathes von einer Quadratlinie (4,75 Quadratmillimeter) Querschnitt und 0,434 Zoll ($11{,}35^{mm}$) Länge, so wäre die Inductionsconstante $\varepsilon$ gleich Eins.

Würde das Geschwindigkeitsmaass und das Widerstandsmaass in gleichem Verhältniss geändert, so würde sich der Werth der Inductionsconstante $\varepsilon$ nicht ändern, da dann die Werthe $\frac{I}{i}$ des Zählers und Nenners in Formel (7) in gleicher Weise verändert werden. (Wir kommen auf diese Punkte in dem Capitel „Absolutes Maass der Constanten“ zurück.)

Zweites Capitel.

# Einfluss der inducirten Ströme auf den zeitlichen Verlauf der galvanischen Ströme in linearen Leitern.

## I. Einfluss der inducirten Ströme auf die Zeitdauer des Entstehens und Verschwindens der Ströme.

Wird der Schliessungskreis in einer constanten galvanischen Säule 774
plötzlich geschlossen, so fällt die Zeit, in welcher die Intensität des in demselben entstehenden Stromes bis auf eine constant andauernde Grösse anwächst, mit der Zeit der Schliessung zusammen, wenn nicht in dem Schliessungskreise selbst inducirte Ströme entstehen können. Wir nehmen dabei vorläufig an, dass die Zeit verschwindend klein sei, innerhalb deren die freien Elektricitäten auf der Oberfläche der Leiter sich in der Art anhäufen, wie es zur Herstellung des constanten Stromes erforderlich ist, so dass an den einzelnen Stellen jedes Stromkreises und in demselben Moment die Intensität des Stromes überall gleich gross sei und die Schwankungen derselben an jenen Stellen überall gleichzeitig stattfinden. Wir berücksichtigen demnach vorläufig auch nicht die Zeit, deren die Inductionswirkung bedarf, um sich z. B. von einem Theile einer irgend wie inducirten unverzweigten Leitung auf einen anderen Theil derselben fortzupflanzen. Wir wollen ferner vorläufig annehmen, dass die Zeit, in der die Induction sich von einem inducirenden auf einen inducirten Leiter durch die Luft oder einen anderen Körper fortpflanzt (abgesehen von secundären Inductionswirkungen durch letzteren), verschwindend klein sei, und endlich, dass die Elektricitätsquelle, durch welche die in die Leiter einströmende Elektricität geliefert wird, constant sei,

dass also z. B. das Potential der Elektricitäten an den Polen einer galvanischen Säule constant bleibe, wenn sie durch einen Drath oder eine Drathspirale geschlossen wird, in der sich Extraströme bilden u. s. f. — Wir betrachten alle diese Bedingungen erst später.

Endlich wollen wir die Inductionswirkungen der geradlinigen Theile der Leitung auf einander vernachlässigen.

775 Werden die Pole einer galvanischen Säule durch eine Drathspirale verbunden, so werden in letzterer während des Entstehens des entstehenden Stromes Extraströme inducirt, welche jenem primären Strom entgegengerichtet sind und sein Anwachsen bis zu seiner constanten Maximalintensität verzögern. Die Art, in welcher dieses allmähliche Ansteigen des Stromes stattfindet, ist von Helmholtz [1]) unter den oben angeführten Bedingungen theoretisch und experimentell untersucht worden.

Es sei die Intensität des Stromes in jedem Moment an allen Stellen $I$, die elektromotorische Kraft des primären Stromes $E$, der Widerstand des Schliessungskreises $W$, das Potential der in demselben befindlichen Spirale auf sich selbst $P$; das Widerstandsmaass sei so gewählt, dass die Inductionsconstante $\varepsilon = 1$ ist; dann ist die elektromotorische Kraft des inducirten Stromes in jedem Moment $- P \frac{dI}{dt}$; also die gesammte Intensität des Stromes in demselben Moment gegeben durch die Gleichung:

$$IW = E - P \frac{dI}{dt},$$

d. i. wenn die Zeit $t$ vom Beginn der Schliessung an gezählt wird:

$$I = \frac{E}{W}\left(1 - e^{-\frac{W}{P}t}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Nach dieser Formel lässt sich die Intensität $I$ des Stromes für die ersten Zeiten der Schliessung in jedem Augenblick berechnen. Ströme von verschiedenem Widerstand $W$ und Potential $P$ erhalten also gleiche Procente ihrer endlichen Intensität, wenn für dieselben

$$1 - e^{\frac{W}{P}t} = 1 - e^{\frac{W_1}{P_1}t_1},$$

d. h.

$$\frac{W}{P}t = \frac{W_1}{P_1}t_1$$

ist, d. h. die Zeiten müssen sich verhalten

$$t : t_1 = \frac{P}{W} : \frac{P_1}{W_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1a)$$

---

[1]) Helmholtz, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 505. 1851*.

Bei längerer Schliessung nähert sich die Intensität $I$ immer mehr dem Werth $I_m = \frac{E}{W}$, welchen der Strom ohne Einfluss der Induction besässe.

Die Gesammtintensität $F$ des Stromes von Anfang der Schliessung an bis zur Zeit $t$ ergiebt sich aus Formel (1):

$$F = \int_0^t I dt = \frac{E}{W}\left\{t - \frac{P}{W}\left(1 - e^{-\frac{W}{P}t}\right)\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Die Gesammtintensität des Extrastromes aber, welche sich von der Intensität $\frac{E}{W}$ des primären Stromes bis zu seiner völligen Constanz subtrahirt, ist:

$$-\frac{E}{W}\int_0^\infty e^{-\frac{W}{P}t} dt = -\frac{PE}{W^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Wird der Schliessungskreis geöffnet, nachdem die Stromintensität in demselben constant geworden ist, so ist die in sich geschlossene Leitung desselben unterbrochen. Der Oeffnungsextrastrom kann also nur so lange andauern, als nach der Unterbrechung noch in dem entstehenden Funken ein Uebergang von Materie an der Unterbrechungsstelle, also eine Vermittelung der Leitung stattfindet. Sobald der Funken aufhört, verschwindet auch der Oeffnungsextrastrom.

Wird dagegen zur Zeit $t$ nach der ersten Schliessung die den Strom liefernde Säule von der Spirale losgelöst, dafür aber die letztere durch eine Nebenschliessung von gleichem Widerstand mit der Säule geschlossen, so ist der Widerstand des neu gebildeten Schliessungskreises der gleiche, $W$, wie vorher. Durch denselben fliesst dann der Extrastrom, welcher durch das Verschwinden des im Moment des Oeffnens vorhandenen Stromes inducirt wird. Die Intensität $I_0$ dieses Stromes zu verschiedenen Zeiten $t$ folgt aus der Gleichung

$$I_0 = -\frac{P}{W}\frac{dI_0}{dt}.$$

Sie ist demnach zur Zeit $t$ nach der Loslösung gleich $\frac{E}{W}e^{-\frac{W}{P}t}$, also die Gesammtintensität des Oeffnungsinductionsstromes bis zur Zeit $t$:

$$O = \frac{E}{W}\int_0^t e^{-\frac{W}{P}t} dt = \frac{PE}{W^2}\left(1 - e^{-\frac{W}{P}t}\right).$$

Geschähe die Umschaltung erst, nachdem der Strom constant geworden wäre, d. h. zur Zeit $t = \infty$, so würde $O = \frac{PE}{W^2}$ sein, d. h. der

Oeffnungsextrastrom zeigte dieselbe Gesammtintensität, hätte aber die entgegengesetzte Richtung wie der Schliessungsextrastrom.

Würde man neben einer Spirale in den Schliessungskreis der Säule noch ein Galvanometer einfügen, den Kreis erst schliessen und kurz darauf, nach der Zeit $t$, die Säule durch eine Nebenschliessung von gleichem Widerstand ersetzen, so durchflössen das Galvanometer die beiden Ströme

$$F + O = G = \frac{E}{W} t \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

welche, wenn die Zeit $t$ klein ist gegen die Schwingungsdauer der Nadel des Galvanometers, dieselbe nahezu beide in ihrer Ruhelage treffen.

Aus dem Werthe $G$ kann der Werth $t$ berechnet werden, und wiederum der Werth $F$, der auch direct beobachtet werden kann, so dass die Intensität des Stromes am Anfang seiner Schliessung in jedem Moment genau bestimmt ist.

**776** Für die Versuche ist es zweckmässig, dass das Ansteigen der Intensität zum Maximumwerth $I_m$ langsam erfolge, also die Zeit $t$, innerhalb deren der Strom eine bestimmte Intensität $I$ erreicht, lang sei. Aus Formel (1a) ergiebt sich, dass dies eintritt, wenn der Bruch $\frac{W}{P}$ klein ist, also erstens $W$ klein ist, d. h. zunächst der Widerstand der Schliessung mit Ausnahme der Inductionsspirale möglichst gering ist; zweitens das Potential $P$ gross ist. Letzteres könnte man einmal erreichen, indem bei gleichbleibendem Gewicht des Drathes der Spirale seine Länge ver$n$facht würde. Dadurch würde aber sowohl $W$, als auch $P$ auf das $n^2$fache gesteigert und Bruch $\frac{W}{P}$ unverändert bleiben. Man muss daher der Spirale möglichst viele, recht eng gewundene Windungen geben.

**777** Befindet sich in der Spirale noch ein Eisenkern, z. B. aus Blumendrath, so dass in seiner Masse selbst keine Inductionsströme entstehen können, und er so seinen Magnetismus ohne Zeitverlust annimmt, so werden auch beim Anwachsen des Magnetismus desselben in der Magnetisirungsspirale Inductionsströme erzeugt, welche sich von dem Hauptstrom subtrahiren. Ist dann das Potential des Magnets auf die Spirale gleich $p$, ist der durch den Strom von der Intensität Eins erzeugte Magnetismus $m$, so haben wir die Intensität des Stromes in jedem Moment:

$$I W = E - P \frac{dI}{dt} - p \frac{dm}{dt}.$$

Ist $m$ proportional der Stromintensität $I$ zu setzen, was innerhalb gewisser Grenzen annähernd statthaft ist, also gleich $m = \alpha I$, so werden wir setzen können:

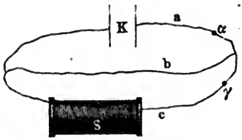
$$I W = E - P_1 \frac{dI}{dt},$$

wo $P_1 = P + \alpha p$ ist. Wir erhalten so mit Veränderung der Constanten $P$ in $P_1$ dieselben Resultate wie in §. 775.

Es befinde sich neben der Spirale $S$, Fig. 300, noch eine Neben- 778
schliessung $b$ in dem Stromkreise der Säule $K$; es werde zur Zeit $t = o$ die Säule im Punkte $\alpha$ mit der Nebenschliessung und Spirale verbunden.

Bezeichnet man die Intensitäten und Widerstände der drei Zweige mit $i_a, w_a, i_b, w_b, i_c, w_c$, die elektromotorische Kraft der Säule mit $E$, ist $P$ das Potential der Spirale auf sich selbst, so ist die in ihr in jedem Moment inducirte elektromotorische Kraft der Induction $-P\dfrac{d\,i_c}{d\,t}$. Man hat also zur Zeit $t$:

Fig. 300.




$$i_a = i_b + i_c.$$

$$E - i_a w_a = i_b w_b, \qquad P\frac{d\,i_c}{d\,t} + i_c w_c = i_b w_b,$$

d. i., wenn $w_a w_b + w_b w_c + w_c w_a = r$ gesetzt wird:

$$E w_b - i_c r - P\,(w_a + w_b)\,\frac{d\,i_c}{d\,t} = o$$

und

$$i_c = \frac{E w_b}{r}\left(1 - e^{-\frac{r t}{P(w_a + w_b)}}\right),$$

woraus sich $i_a$ und $i_b$ berechnen lassen.

Wird zur Zeit $t$ der Stromkreis $c$, etwa bei $\gamma$, geöffnet, so kann der Oeffnungsextrastrom in $c$ nicht zu Stande kommen, und der Ausschlag eines vor die Spirale $S$ gestellten Magnetes entspricht der Gesammtintensität des Stromes in $c$ von Anfang der Schliessung bis zur Zeit $t$, analog der Formel (2), §. 776:

$$F_c = \int_o^t i_c\,d\,t = \frac{E w_b}{r}\,t - \frac{w_a + w_b}{r}\,P\,i_c \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Oeffnet man dagegen zur Zeit $t$ den Stromkreis in einem Punkt des Zweiges $a$, z. B. in $\alpha$, so bildet sich der Oeffnungsextrastrom und durchfliesst die Zweige $b$ und $c$ mit einer Intensität, die $\dfrac{P\,i_c}{w_b + w_c}$ entspricht. Die Gesammtwirkung des Stromes in der Spirale auf den Magnet von Anfang der Schliessung an ist dann:

$$G_c = F_c + \frac{P\,i_c}{w_b + w_c} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Auch durch diese Formeln ist der ganze Verlauf des Ansteigens der Intensität des Stromes vom Anfang der Schliessung an gegeben.

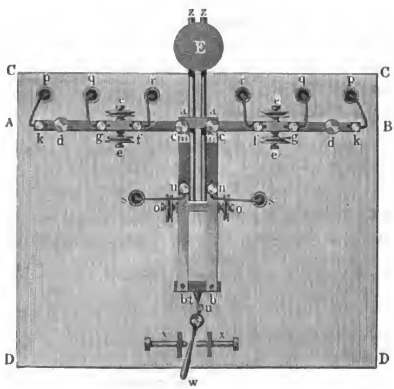
779 Die Prüfung der Formeln (2) bis (6) wurde von **Helmholtz** auf experimentellem Wege vorgenommen.

Für den ersten Fall der Formeln (2) und (3), bei denen keine Nebenschliessung in den Stromkreis eingefügt war, wurde der Strom einer Säule von vier Daniell'schen Elementen durch einen Multiplicator geleitet, dessen Widerstand 30mal so gross war, als der der Säule, und der zugleich als Inductor und strommessender Apparat diente. Vor demselben war ein mit einem Spiegel versehener Magnet aufgehängt. Der Strom wurde zuerst dauernd durch den Multiplicator geleitet, indess dabei seine Intensität durch eine Nebenleitung bedeutend geschwächt. Die Ablenkungen des Magnetes ergaben die Grössen $E$ und $W$. Sodann wurde der Magnet möglichst zur Ruhe gebracht, so dass sein halber Schwingungsbogen nur eine kleine Grösse $\alpha$ besass. Im Moment, wo er durch die Ruhelage passirte, wurde der Strom durch eine besondere Wippe geschlossen und sodann wieder durch dieselbe geöffnet, oder auch mit dem Oeffnen zugleich durch einen besonderen Drath von gleichem Widerstand, wie der der Batterie, wieder geschlossen. Der Ausschlag des Magnetes betrage jetzt $\beta$. Die Gesammtintensität $I$ des Stromes während der Zeit seiner Schliessung ergiebt sich dann aus der Formel:

$$I = \frac{HT}{\pi}(\beta - \alpha),$$

wo $T$ die Schwingungsdauer des Magnetes, $H$ die horizontale Componente des Erdmagnetismus ist (vgl. §. 249 Gl. 1 u. 3). Die Wippe, welche zum

Fig. 301.




Oeffnen und Schliessen des Stromes diente, bestand im Wesentlichen aus einem Hebel von Elfenbein $ab$ (Fig. 301), welcher durch ein Gewicht $E$

hinuntergedrückt, durch einen Vorreiber *uw* aber in die Höhe gehalten wurde. Der Hebel trug zwei mit den Quecksilbernäpfen *s* verbundene Metallplatten *mn*, welche unter *m* in zwei, durch Schrauben hoch und nieder zu stellende Goldkuppen endeten. Unter diesen lagen die Enden zweier um 90° gegen den Hebel *ab* gedrehter, um die Stützpunkte *ee* beweglicher Hebel *A* und *B* von Elfenbein, deren Enden *c* durch Federn in die Höhe gehalten waren. Diese Hebel trugen zwei von einander isolirte Metallplatten *cf* und *gd*. Die Platten *cf* trugen bei *c* Goldplättchen, gegen welche die Kuppen *m* beim Herunterfallen des Hebels *ba* stiessen. Dadurch wurden die Hebel *cd* bei *c* hinuntergedrückt und bei *d* gehoben. Die Enden *f* der Platten *cf* communicirten mit den Quecksilbernäpfen *r*. Ebenso waren die Enden *g* der Platten *gd* mit den Quecksilbernäpfen *q* verbunden. Das Ende *d* derselben trug an einer Schraube wiederum eine Goldkuppe, welche in der Ruhelage der Hebel gegen eine darunter liegende Goldplatte drückte; diese letztere war durch eine kleine Klemmschraube *k* mit dem Quecksilbernapf *p* verbunden.

Wir wollen die Buchstaben auf der linken und rechten Seite der Figur durch die Indices *l* und *r* bezeichnen. Wird eine Säule zwischen $s_l$ und $r_l$ eingeschaltet, $s_l$ mit $p_r$, $r_l$ mit $r_r$ verbunden und zwischen $r_r$ und $q_r$ das als Inductor dienende Galvanometer eingeschaltet, so wird, wenn die Goldkuppe $m_r$ etwas höher steht als $m_l$, beim Hinunterfallen des Hebels *ab* zuerst der Stromkreis bei $m_l$ geschlossen, sogleich darauf wieder bei $d_r$ geöffnet. Der Ausschlag des Galvanometers giebt dann den Werth *F* (§. 775 Gl. 2). Wird dagegen zwischen $s_r$ und $q_r$ noch eine Nebenschliessung von gleichem Widerstand mit der zwischen $s_l$ und $r_l$ befindlichen Säule eingefügt, so wird beim Oeffnen des Stromkreises bei $d_r$ in Folge dieser Nebenschliessung der im Galvanometer inducirte Strom durch den Kreis $q_r s_r a_r r_r$ fliessen; die Ablenkung giebt dann den Werth *G* (§. 775 Gl. 4). Aus letzterem lässt sich die Zeit *t* zwischen dem Schliessen und Oeffnen des Stromes, und aus dieser wiederum *F* berechnen.

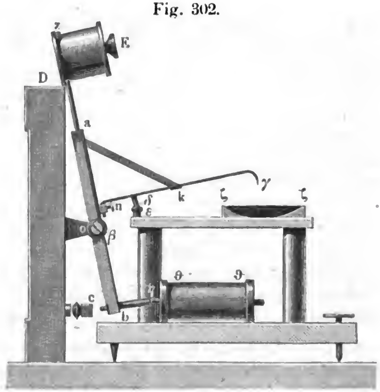
In Folge der Fortpflanzungszeit der Bewegung in den Hebeln *cd* erfolgt das Auffallen der Goldkuppen *m* auf die Platten *c* und das Abheben der Kuppen *d* von den unter ihnen befindlichen Platten nicht ganz gleichzeitig. Um die dazwischen verlaufende Zeit *z* zu bestimmen, wurde ein Strom durch das Auffallen von $m_r$ auf $a_r$ geschlossen und durch das Abheben von $d_l$ von der darunter liegenden Platte geöffnet und der Ausschlag des Galvanometers bestimmt. Es ergab sich die Zeit $z = 0{,}000337$ Secunden. — Würde bei Einschaltung der Nebenschliessung zwischen $q_r$ und $s_r$ die Schliessung des Stromkreises bei $m_l$ und die Oeffnung desselben bei $m_r$ gleichzeitig erfolgen, so würde hiernach der Ausschlag des Galvanometers doch nur 1,832 Scalentheile betragen haben.

Auf diese Weise ergab sich bei Bestimmung der Werthe *G*, *t* (in $^1/_{100}$ Secunden) und *F*

| $G$ | $t$ | $F$ beobachtet | $F$ berechnet aus $G$ |
|---|---|---|---|
| 0,981 | 0,038 | 0,356 | 0,324 |
| 3,869 | 0,103 | 1,950 | 1,797 |
| 6,500 | 0,162 | 3,723 | 3,724 |
| 10,867 | 0,260 | 7,862 | 7,550 |
| 15,876 | 0,372 | 12,731 | 12,336 |
| 24,762 | 0,566 | 21,062 | 21,101 |

780 Bei den Versuchen, wo von vornherein eine Nebenschliessung besteht, und welche zur Prüfung der Formeln (5) und (6) dienten, war nur eine Schliessung und darauf folgende Oeffnung des Stromes, nicht aber die Zwischenschaltung einer Nebenschliessung erforderlich, und die oben erwähnte Zeit $z$ konnte nicht so störend einwirken. Bei diesen Versuchen stellte Helmholtz die Wippe vertical und änderte nur den Hebel $ab$ (Fig. 302) ein wenig ab. Derselbe trug an seinem einen Ende das Gewicht $E$ und an dem anderen Ende $b$ einen kleinen Arm $\eta$, der mit

Fig. 302.




einem in der Spirale $\vartheta$ liegenden Eisencylinder verbunden war. Ausserdem war an ihm der kupferne Arm $n\gamma$ angebracht, von dem ein Kupferdrath ausging, der bei $\delta$ in das Quecksilbernäpfchen $\varepsilon$ eintauchte, und dessen Spitze $\gamma$ von Platin über einer reinen Quecksilberoberfläche $\zeta$ schwebte. Wurde durch die Spirale $\vartheta$ ein Strom geleitet und dieser geöffnet, so fiel der Hebel durch das Gewicht $E$ nach vorn über, der Stromkreis wurde zwischen den Quecksilbernäpfen $\varepsilon$ und $\zeta$ geschlossen und gleich darauf stiess der Hebel bei $b$ gegen den darunter liegenden Hebel $cd$, der den Schliessungskreis, in welchen die Quecksilbernäpfe $q$ und $p$ (Fig. 301) eingefügt sind, öffnet.

Bei Anwendung dieser Wippe wurden mit Einfügung einer constanten Nebenschliessung die Werthe $F_c$ und $G_c$ bestimmt. Die Säule bestand dabei aus 2mal 4 hinter einander verbundenen Daniell'schen Elementen; die Inductionsspirale aus einem 64ᵐ langen Drath; ihr innerer und äusserer Durchmesser betrug 20ᵐᵐ und 87ᵐᵐ, ihre Höhe 40ᵐᵐ. Als Nebenschliessung diente ein 1,5ᵐ langer, zickzackförmig auf einem Brett befestigter Drath. — Die Intensität der Ströme wurde gemessen, indem die Ablenkungen eines an einem Coconfaden parallel der Grundfläche der Inductionsspirale aufgehängten Magnetstäbchens bestimmt wurden. — Die Wippe schloss erst den die Säule enthaltenden Zweig $a$ (vgl. Fig. 300) und öffnete dann denselben oder den die Inductionsspirale enthaltenden Zweig $c$.

Nach Einführung einiger Vereinfachungen in die Rechnung wurde der wahrscheinliche Werth des Potentials $P$ aus den Versuchen berechnet; die Widerstände $w_c$ und $w_b$ wurden mit denen eines bestimmten Drathes $d$ verglichen, sowie die elektromotorische Kraft $E$ und der Widerstand $w_a$ aus den constanten Ablenkungen des Magnetes berechnet, welche sich ergaben, als in den Zweig $c$ statt der Spirale zwei verschiedene Dräthe $m$ und $n$ eingefügt wurden, und dann die Spirale als Nebenleitung von $n$, und endlich Drath $d$ in den Zweig $a$ eingefügt war.

So erhielt man als Mittel vieler Beobachtungen, von denen wir nur einige aufnehmen:

| $G$ | $F$ beobachtet | $F$ berechnet | Zeit $t$ |
|---|---|---|---|
| 80,775 | 67,243 | 67,391 | 0,01569 |
| 70,567 | 56,877 | 57,234 | 0,01379 |
| 58,640 | 45,470 | 45,562 | 0,01163 |
| 40,945 | 28,783 | 28,727 | 0,00844 |
| 29,025 | 18,360 | 18,086 | 0,00629 |
| 20,560 | 11,157 | 10,998 | 0,00463 |
| 12,802 | 5,370 | 5,317 | 0,00303 |
| 8,160 | 2,735 | 2,551 | 0,00201 |

Durch die sehr gute Uebereinstimmung der beobachteten und berechneten Werthe von $F$ dürfte die Richtigkeit der oben aufgestellten Formeln völlig bewiesen sein.

Auch von Cazin[1]) und Bertin sind diese Resultate durch die elektrolytische Wirkung eines oft unterbrochenen Stromes geprüft worden. 781

Leitet man einen Strom durch einen strommessenden Apparat, z. B. ein Voltameter und einen Interruptor, der ihn $n$ mal in der Zeiteinheit,

1) Cazin, Compt. Rend. T. LIX, p. 564. 1864*; T. LX, p. 738. 1865*; Ann. de Chim. et de Phys. [4] T. XVII, p. 418. 1869*.

und zwar jedesmal während der Zeit $t$ schliesst, so ist die in der Zeiteinheit zersetzte Wassermenge

$$V_{\mathrm{I}} = n\,V t = n\,\frac{E}{W}\,t,$$

wo $V$ die in der Zeiteinheit durch den ununterbrochenen Strom zersetzte Wassermenge, $E$ die elektromotorische Kraft und $W$ der Widerstand des Schliessungskreises ist und die Intensität des Stromes durch die Elektrolyse gemessen wird. Ist in den Schliessungskreis an Stelle eines Theils der Leitung eine Spirale von gleichem Widerstand eingeschaltet, deren Potential auf sich selbst $P$ ist, so ist nach Gleichung 2) §. 775 bei ebenso vielen Unterbrechungen die Gesammtintensität, also die zersetzte Wassermenge:

$$V_{\mathrm{II}} = \frac{nE}{W}\left[t - \frac{P}{W}\left(1 - e^{-\frac{W}{P}t}\right)\right]$$

und die Differenz

$$V_{\mathrm{I}} - V_{\mathrm{II}} = \frac{nEP}{W^2}\left(1 - e^{-\frac{W}{P}t}\right).$$

Wird in die Spirale ein Eisenkern eingeschoben, in dem selbst keine Inductionsströme entstehen, so tritt an Stelle von $P$ ein anderer Werth $P_1$ (vgl. §. 777) und es wird die bei $n$ Unterbrechungen in dem Schliessungskreise zersetzte Wassermenge nun

$$V_{\mathrm{II}}' = \frac{nE}{W}\left(t - \frac{P_1}{W}\,e^{-\frac{W}{P_1}t}\right)$$

also

$$V_{\mathrm{I}} - V_{\mathrm{II}}' = \frac{nEP_1}{W^2}\left(1 - e^{-\frac{W}{P_1}t}\right).$$

Bei wachsender Zeit $t$ jeder Schliessung nähern sich also bei gleicher Zahl $n$ der Unterbrechungen in der Zeiteinheit unter gleichen sonstigen Verhältnissen die Differenzen $V_{\mathrm{I}} - V_{\mathrm{II}}$ und $V_{\mathrm{I}} - V_{\mathrm{II}}'$ einem Maximalwerth $\frac{nEP}{W^2}$ oder $\frac{nEP_1}{W^2}$, der mit der Zahl der Unterbrechungen $n$ und mit der Intensität $I = \frac{E}{W}$ des Stromes in der ununterbrochenen Schliessung proportional wächst, mit zunehmendem Gesammtwiderstand $W$ der Schliessung aber bei gleichbleibender Intensität $I$ und gleichem $n$ proportional $W$ abnimmt. Aendert man nur den Widerstand $W$, lässt aber die elektromotorische Kraft $E$ und die Zahl der Unterbrechungen $n$ constant, so ändert sich der Maximalwerth umgekehrt proportional dem Quadrat von $W$. Gelangt der Extrastrom nicht zu völliger Entwickelung, so werden die Werthe $V_{\mathrm{I}} - V_{\mathrm{II}}$ und $V_{\mathrm{I}} - V_{\mathrm{II}}'$ um so weniger vom Maximum abweichen, relativ also um so grösser sein, je grösser bei gleicher Schliessungszeit $t$ der Widerstand $W$ der Leitung ist. In

gleicher Weise wird in diesem Fall der Unterschied zwischen $V_{II}'$ und $V_{II}$, d. h. zwischen den mit und ohne Anwendung des Eisenkerns zersetzten Wassermengen relativ unter sonst gleichen Verhältnissen um so grösser sein, je kleiner $W$ ist.

Die ersten Sätze hat Cazin geprüft, indem er einen Schliessungs- 782
kreis, der eine Säule, eine vom Strom durchflossene Spirale und einen Wasserzersetzungsapparat enthielt, durch einen Quecksilberinterruptor von Ruhmkorff (vgl. das Cap. Inductorien) unterbrach. Der hin und her über dem beweglichen Hebel des Apparates oscillirende Stab trug einen Stift, der auf einem, um zwei horizontale Cylinder gewundenen, an demselben in verticaler Richtung während einer gewissen Zeit vorbeigeführten Papierstreifen die Zahl der Oscillationen während derselben Zeit in Curven verzeichnete.

Die Spirale war aus einem 1,5<sup>mm</sup> dicken und 500<sup>m</sup> langen Kupferdrath gewunden und hatte 35 Lagen von je 33 Windungen. In dieselbe konnte ein Bündel von 100 Eisendräthen von 40 Ctm. Länge und 3<sup>mm</sup> Durchmesser eingelegt werden.

Wurde bei gleicher Zahl $n$ der Unterbrechungen ohne Einschaltung der Spirale die Zeitdauer $t$ jeder Schliessung immer grösser, so wuchs damit die zersetzte Wassermenge $V_{I}$, die mithin $t$ misst. Die nach Einschaltung der Spirale bei gleicher Unterbrechungsart erhaltenen Werthe $V_{II}$, sind in folgender Tabelle gegeben. Ein Eisenkern war nicht in die Spirale eingelegt.

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $V_{I}$ | 0,414 | 0,712 | 0,716 | 1,493 | 2,857 | 3,213 |
| $V_{II}$ | 0,176 | 0,420 | 0,430 | 1,166 | 2,520 | 2,973 |
| $V_{I} - V_{II}$ | 0,238 | 0,292 | 0,286 | 0,327 | 0,337 | 0,240. |

Aehnliche Resultate wurden erhalten, als die Stromintensität, statt durch das Voltameter, durch die Tangentenbussole bestimmt wurde. Auch bei Einlegen des Eisenkerns ergaben sich die analogen Resultate, so dass hier das Eintreten des Maximums der Verminderung $V_{I} - V_{II}'$ der mittleren Stromintensität deutlich zu erkennen ist.

Ist der Interruptor so gestellt, dass die Verminderung der Stromintensität durch den Extrastrom ein Maximum erreicht, so ist nach obigen Resultaten dieses Maximum proportional der Zahl $n$ der Unterbrechungen in der Zeiteinheit. Sie betrug z. B. hierbei:

| | | | |
|---|---|---|---|
| $V - V$ | 0,171 | 0,445 | 0,255 |
| $n$ | 215 | 566 | 330 |
| $const. \frac{n}{V_{I} - V_{II}}$ | 1257 | 1271 | 1296 |

Auch der Einfluss des Gesammtwiderstandes $W$ der Schliessung bei dem Maximum der Stromverminderung wurde entsprechend den oben gefundenen Gesetzen bestätigt. Derselbe wurde bestimmt, indem die Stromintensität $I$, einmal direct, nur unter Einfügung von $W$, sodann die

Intensität $i$ bei Hinzufügung eines Platindrathes von bekanntem Widerstand $a$ gemessen wurde. Es ergab sich der Werth $\frac{V_{\text{I}} - V_{\text{II}}}{I} W = Const.$ wo also die Constante dem Potential $P$ entspricht.

Da bei diesen Versuchen der Strom mit seiner durch die Inductionsströme veränderten Intensität sowohl die Säule, wie auch das Voltameter durchfliesst, so müssen in der Säule und im Voltameter äquivalente chemische Wirkungen ausgeübt werden. In der That sind nach Cazin die in den Elementen der angewandten Daniell'schen Säule und dem in die Schliessung eingeschalteten Kupfervoltameter abgeschiedenen Kupfermengen hierbei gleich.

Bertin[1]) hat ähnliche Versuche angestellt. Der Strom einer Säule von $z$ Bunsen'schen Elementen ging durch einen Rheostaten, eine graduirte Tangentenbussole, einen Commutator, einen Unterbrecher und eine Drathspirale von $2 \times 370$ Windungen von $2^{\text{mm}}$ dickem Kupferdrath, deren Höhe $209^{\text{mm}}$, deren Durchmesser $150^{\text{mm}}$ betrug. In dieselbe konnte ein hohler Eisenkern eingeschoben werden. Die Unterbrechungen geschahen durch einen vermittelst eines Wagner'schen Hammers bewegten Quecksilberinterruptor, dessen Oscillationen auf einer geschwärzten Walze vermittelst einer daran schleifenden Feder gleichzeitig mit denen einer Stimmgabel notirt werden. Es zeigte sich wiederum, dass die Differenz $I_{\text{I}} - I_{\text{II}}$ der Gesammtintensität des unterbrochenen Stromes mit und ohne Einschaltung der Spirale bei gleichbleibendem Widerstand in beiden Fällen dem Quadrat der Stromintensität $I$ des ununterbrochenen Stromes und bei derselben Säule und demselben Widerstand proportional der Zahl $n$ der Unterbrechungen ist, so dass also $z \frac{I_{\text{I}} - I_{\text{II}}}{n I^2} = const.$ wäre, wie der Theorie (§. 775) entspricht.

Wird der Eisenkern in die Spirale eingefügt, und ist hierbei die Intensität des unterbrochenen Stromes $I_{\text{III}}$, wenn dieselbe unter den gleichen Bedingungen ohne Eisenkern $I_{\text{II}}$ ist, so ergiebt sich empirisch, dass $\frac{z}{n} \frac{I_{\text{II}} - I_{\text{III}}}{I I_{\text{III}}}$ nahe constant ist.

Wird die Schliessung so kurz gemacht, dass die Extraströme nicht völlig ablaufen können, so ist der Werth $z \frac{I_{\text{I}} - I_{\text{II}}}{n I^2}$ nicht mehr constant, sondern wächst, wie die folgende Tabelle ergiebt, entsprechend der Theorie, mit dem Widerstand der Schliessung, also mit der Zahl der Elemente der Kette $z$ und dem Widerstand $r$ des Rheostaten in der Schliessung:

---

1) Bertin, Nouv. Opuscules, Mém. de la société des sc. nat. de Strasbourg. T. VI, p. 5. 1865* vergl. auch Matteucci, Ann. de Chim. et Phys. [3] T. LIV, p. 297. 1858*

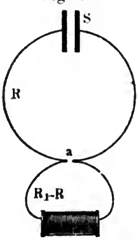
| $z$ | $r=0$ | $r=6$ | $r=15$ | $r=45$ |
|---|---|---|---|---|
| 2 | 0,332 | 0,432 | 0,532 | — |
| 4 | 0,400 | 0,500 | 0,584 | 0,668 |
| 6 | 0,527 | 0,543 | 0,623 | 0,685 |

Da der Oeffnungsextrastrom bei der Oeffnung stets nur sehr kurze Zeit dauert, so kann auch der Oeffnungsfunken keinen wesentlichen Einfluss auf die mittlere Intensität der Ströme haben, wie man ihn auch ändert. So liess Cazin [1]) die Funken vor einer kreisförmigen rotirenden Scheibe vorbeischlagen, auf der im Kreise herum in gleichen Abständen Perlen befestigt waren. Die Geschwindigkeit der Scheibe wurde so regulirt, dass das bogenförmige Bild der Funken in den Perlen stets dieselbe Länge zu haben schien. Die Geschwindigkeit der Scheibe wurde durch den Ton bestimmt, der beim Schleifen einer Saite an einem die Scheibe treibenden Zahnrad ertönte.

Aenderte sich hierbei die Dauer des Funkens von 0,0008 bis 0,0050 Secunden, so schwankte die Intensität des Stromes, multiplicirt mit der Zahl der Funken doch nur zwischen den Zahlen 376, 320, 398, 367,5, um die mittlere Zahl 354, mochte die Dauer der Funken durch Einfügen von Alkohol oder Wasser oder Verbindung eines Condensators mit den Elektroden der Unterbrechungsstelle abgekürzt werden.

Wird der Strom einer Säule $S$ (Fig. 303) durch einen Interruptor bei $a$ 783
geöffnet und geschlossen, wobei die beiden Elektroden der Unterbrechungsstelle durch einen Leitungsdrath verbunden sind, und dabei abwechselnd in den die Säule enthaltenden Zweig ein gerader Drath oder eine Spirale von gleichem Widerstand mit letzterem eingeschaltet, so lässt sich in beiden Fällen das Verhältniss der Stromintensitäten in jenem Zweig und in dem Verbindungsdrath an der Unterbrechungsstelle berechnen [2]).

Fig. 303.




Es seien $I_{\prime}$ und $I_{\prime\prime}$ die Intensitäten des Stromes in dem Zweig der Säule, $i_{\prime}$ und $i_{\prime\prime}$ die Intensitäten in dem Verbindungsdrath mit und ohne Einschaltung der Spirale, $R$ der Widerstand des Zweiges der Säule bei Schliessung des Interruptors, dessen Widerstand verschwindend sei, $\varrho$ der Widerstand des Verbindungsdrathes, also $R_{\prime} = R + \varrho$ der Widerstand der ganzen Leitung bei Oeffnung des Interruptors, $E$ die elektromotorische Kraft der Säule, $P$ das Potential der Spirale auf sich selbst, $T$ die Zeit der Schliessung,

---

1) Cazin, Compt. rend. T. LX, p. 738. 1865*; Ann. de Chim. et Phys. [4] T. XVII, p. 418. 1869*. — 2) Cazin, l. c.

$T_1$ die der Oeffnung des Interruptors, $n$ die Zahl der Unterbrechungen in der Zeiteinheit; bei Einschaltung eines geraden Drathes:

$$I_{\prime} = nE\left(\frac{T}{R} + \frac{T^{\prime}}{R_1}\right);\quad i_{\prime} = nE\frac{T_1}{R_1} \quad \ldots \ldots \quad 1)$$

Ist bei Einschaltung der Spirale die Stromintensität in dem Schliessungszweig der Säule während der Schliessung und Oeffnung des Interruptors in jedem Moment $I_{\prime\prime}$ und $i_{\prime\prime}$, so ist $I_{\prime\prime}R = E - P\frac{dI_{\prime\prime}}{dt}$, $i_{\prime\prime}R_{\prime} = E - P\frac{di_{\prime\prime}}{dt}$, unter der Bedingung, dass für $t = 0$ bei Beginn der Schliessung $I_{\prime\prime} = \frac{E}{R_{\prime}}$ und für $t = 0$ bei Beginn der Oeffnung $i_{\prime\prime} = \frac{E}{R}$ ist. Hieraus folgt:

$$\begin{aligned} I_{\prime\prime} &= nE\left(\frac{T}{R} + \frac{T_{\prime}}{R_{\prime}}\right) - nPE\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_{\prime}}\right)^2 \\ i_{\prime} &= nE\frac{T_{\prime}}{R_{\prime}} + \frac{nPE}{R_{\prime}}\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_{\prime}}\right), \end{aligned} \quad \ldots \ldots \quad 2)$$

wenn $T$ und $T_1$ so gross sind, dass beim Einsetzen der Grenzen $T$ und $T_1$ in den dabei erhaltenen Werth die in den Werthen $I_{\prime\prime}$ und $i_{\prime\prime}$ enthaltene Exponentialgrösse gleich Null gesetzt werden kann. Aus den Gleichungen 1) und 2) folgt unmittelbar

$$\frac{I_{\prime\prime} - I_{\prime}}{i_{\prime\prime} - i_{\prime}} = \frac{R_{\prime} - R}{R} = \frac{\varrho}{R}.$$

Directe Versuche von Cazin, bei welchen die Intensitäten durch eine Tangentenbussole gemessen wurden und der Strom 475 mal in der Minute unterbrochen wurde, bestätigen diese Beziehung. Es ergab sich u. A.:

| $I_{\prime}$ | $I_{\prime\prime}$ | $i_{\prime}$ | $i_{\prime\prime}$ | $R$ | $\varrho$ | $(I_{\prime}-I_{\prime\prime})R$ | $(I_{\prime}-i_{\prime\prime})\varrho$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0,7813 | 0,6903 | 0,2125 | 0,2843 | 0,518 | 0,588 | 0,0471 | 0,0422 |
| 0,7142 | 0,5828 | 0,1539 | 0,2209 | 0,520 | 1,011 | 0,0681 | 0,0677 |
| 1,5766 | 1,1234 | 0,2067 | 0,3278 | 0,554 | 2,006 | 0,2511 | 0,2429 |
| 1,6494 | 0,6040 | 0,1524 | 0,1853 | 1,487 | 2,008 | 0,0675 | 0,0662 |

784 Befindet sich neben einer primären inducirenden Spirale eine durch eine Leitung in sich geschlossene Inductionsspirale, so würde gleichfalls ohne das Auftreten der Extraströme der in der Inductionsspirale inducirte Schliessungs- und Oeffnungsstrom das Maximum seiner Intensität gleichzeitig mit dem Schliessen und Oeffnen des Stromes der primären Spirale annehmen.

Beim Schliessen derselben wird indess schon durch die in ihr selbst auftretenden Extraströme das Ansteigen der Intensität des inducirenden Stromes bis zu seiner constanten Stärke $I$ verzögert, und so wird auch

in gleicher Weise die Bildung des Schliessungsinductionsstromes in der Inductionsspirale verzögert. Zugleich aber entstehen in letzterer Spirale selbst Extraströme, indem der Inductionsstrom in derselben allmählich bis zu einem Maximum anwächst. Da dieselben dem Inductionsstrom entgegengesetzt sind, so verzögern sie seine Entwickelung noch mehr. Wenn daher auch die Gesammtintensität desselben durch den Einfluss jener Extraströme ungeändert bleibt — dieselbe muss ja stets der Gesammtänderung der Stromintensität in der primären Spirale von Null bis $I$ entsprechen —, so ist doch seine Zeitdauer verlängert, seine Intensität in jedem einzelnen Moment seines Verlaufes verringert.

In der primären Spirale werden endlich auch rückwärts durch das Anwachsen des Stromes in der Inductionsspirale und das Verschwinden desselben Ströme inducirt, welche in dem ersten Theil des Verlaufes des Inductionsstromes demselben entgegen, im zweiten demselben gleichgerichtet sind, sich also anfangs zu dem primären Strom addiren, später aber von demselben subtrahiren.

So wird hierdurch ebenfalls die Zeit des Anwachsens des primären Stromes geändert. Er wird anfangs steiler ansteigen, als wenn die Inductionsspirale nicht sich neben der primären Spirale befände, später aber sich langsamer seinem Maximum nähern. Als daher Bertin bei seinen Versuchen (§. 782) den primären Strom so schnell unterbrach, dass die Schliessungsextraströme noch nicht völlig ablaufen konnten, wurde die Menge des in gleichen Zeiten in dem primären Kreis der Säule zersetzten Wassers grösser, als er um die in denselben eingefügte Spirale noch eine in sich geschlossene Spirale legte.

Wird die Inductionsspirale neben der primären Spirale geöffnet, so fällt der letztere Grund der Veränderung des Ansteigens des inducirenden Stromes fort.

Wie eine in sich geschlossene Inductionsspirale wirken in sich geschlossene, cylindrische Metallhüllen, welche die primäre Spirale umgeben, oder massive Metallkerne, welche in dieselbe hineingeschoben werden. Sind die Metallhüllen der Länge nach aufgeschnitten, so fehlt für die Inductionsströme in ihnen die geschlossene Bahn, sie können sich nicht bilden und auf die Entwickelung des primären Stromes zurückwirken.

Beim Oeffnen des primären Stromes sinkt die Intensität desselben schnell auf Null; die Ursache der Inductionsströme in der secundären Spirale ist momentan, dieselben steigen schnell bis zu ihrem Maximum an und sinken dann in Folge der bei ihrem Verschwinden inducirten gleichgerichteten Extraströme in der secundären Spirale allmählich bis auf Null. In der primären Spirale würde, wenn sie geschlossen bliebe, der Inductionsstrom der secundären Spirale beim Entstehen einen ihm selbst entgegengerichteten, also auch dem primären Strom entgegengesetzten, beim Verschwinden einen demselben wiederum gleichgerichteten tertiären Strom induciren. Da indess die primäre Spirale gerade bei der Bildung der Inductionsströme geöffnet wird, kann jedenfalls nur ein Theil

der tertiären Ströme in derselben zur Ausgleichung kommen, so lange noch der Oeffnungsfunken die Leitung herstellt; also namentlich der dem primären Strome entgegengerichtete tertiäre Strom. Der dem primären Strome gleichgerichtete Oeffnungsextrastrom wird dadurch geschwächt, der Oeffnungsfunken z. B. wird kleiner.

Aehnliche Erscheinungen treten auf, wenn durch Oeffnen oder Schliessen einer Nebenleitung zur inducirenden Spirale die Intensität des Stromes in jener Spirale geändert wird, und dadurch in einer benachbarten Inductionsspirale ein Strom entsteht.

Die eben erwähnte Zeitdauer der inducirten Ströme hat unter Anderen Guillemin[1]) dargethan, indem er durch einen Disjunctor einen Schliessungskreis schloss oder öffnete, welcher eine Säule und eine Drathspirale von $600^m$ Kupferdrath von $\frac{1}{4}^{mm}$ Dicke enthielt. Die letztere war umgeben mit einer Inductionsspirale, welche durch einen Eisendrath von $\frac{1}{3}^{mm}$ Dicke und $300^m$ Länge geschlossen war. Durch den Disjunctor wurde zu verschiedenen Zeiten nach dem Schliessen des inducirenden Stromes eine Nebenschliessung an der Inductionsspirale angebracht, indem ihre mit dem Eisendrath verbundenen Enden mit einem Galvanometer verbunden wurden. Es zeigte sich eine Andauer des Schliessungs- sowie des Oeffnungsstromes, die in einem Versuch etwa 0,005 Secunden betrug. Bei Einlegen eines Eisenkernes in die Spiralen wuchs diese Dauer sehr stark, selbst bis zum 20fachen an (s. d. folgd. Abschnitt).

785 Eine vollständige Berechnung des Verlaufes des inducirenden, wie des Inductionsstromes ist für verschiedene Fälle von E. du Bois-Reymond[2]) unter den §. 774 angeführten, vereinfachenden Bedingungen angestellt worden. Wir wollen die Einheit der Widerstände so wählen, dass die Inductionsconstante $\varepsilon = 1$ zu setzen ist, und die Inductionswirkungen der Theile der Leitungen vernachlässigen, welche nicht in Form von Windungsreihen inducirend auf einander einwirken. Die Schliessungen und Oeffnungen der Stromkreise mögen stets in einer unmessbar kurzen Zeit vor sich gehen. In den Figuren bedeutet stets $S$ die inducirende, $\Sigma$ die Inductionsspirale, $K$ die den primären Strom erregende Kette, $a$ den Punkt, in welchem das Schliessen oder Oeffnen ihres Schliessungskreises stattfindet.

Es sei die elektromotorische Kraft der den inducirenden Strom erzeugenden Kette . . . . . . . . . . . . . . . . $= E$
der Gesammtwiderstand ihres Schliessungskreises . . . . $= w$
das Potential der inducirenden Spirale auf sich selbst . . . $= P$
der Gesammtwiderstand des secundären Inductionskreises . . $= w_\sigma$
das Potential der Inductionsspirale auf sich selbst . . . . $= \Pi$

---

[1]) Guillemin, Compt. rend. T. L, p. 1104. 1860*. — [2]) E. du Bois-Reymond, nach einer Originalmittheilung, auch Monatsber. d. Berlin. Akad. 26. Juni. 1862*.

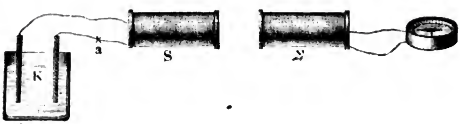
das Potential der beiden Spiralen auf einander . . . . . $= Q$
die constante Intensität des Stromes in dem primären Kreise (nach dem Aufhören der etwaigen Inductionsströme) . . $= I = \frac{E}{w}$
die Intensität des Stromes im primären Schliessungskreise während der Dauer des beim Schliessen oder beim Oeffnen entstehenden Inductionsstromes in demselben . . . . . . $= I_a$ und $I_e$
die Intensität des Inductionsstromes in der secundären Spirale zu den entsprechenden Zeiten . . . . . . . . . . $= i_a$ und $i_e$

1. Wir betrachten zuerst die Induction in einer Nebenrolle durch Oeffnen des primären Stromkreises (Fig. 304). Dieselbe ist schon von Helmholtz berechnet worden [1]). Beim Oeffnen des primären Kreises verschwindet der inducirende Strom in demselben plötzlich; es wird in dem Inductionskreise ein Strom inducirt, dessen Gesammtintensität gegeben ist durch die Gleichung:

$$\int_0^\infty i_e dt = \frac{IQ}{w_\sigma} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 1)$$

Da der inducirende Kreis während des Verlaufes des Inductionsstromes geöffnet ist, treten Rückwirkungen des letzteren auf jenen Kreis

Fig. 304.




nicht ein; wir haben also nur die durch die Aenderungen der Intensität des Inductionsstromes selbst in dem secundären Kreise bewirkte Induction zu beachten. Die hierdurch in jedem Augenblicke inducirte elektromotorische Kraft ist gegeben durch die Gleichung

$$i_e w_\sigma = - \Pi \frac{d i_e}{dt} \text{ oder } i_e = C e^{-\frac{w_\sigma}{\Pi} t} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 2)$$

Setzt man diesen Werth für $i_e$ in Gleichung (1) ein, so erhält man

$$\frac{\Pi}{w_\sigma} C = \frac{IQ}{w_\sigma} = \frac{EQ}{w \, . \, w_\sigma}$$

$$i_e = \frac{EQ}{w\Pi} e^{-\frac{w_\sigma}{\Pi} t} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 3)$$

Die Intensität des Oeffnungsstromes ist also um so grösser, je grösser

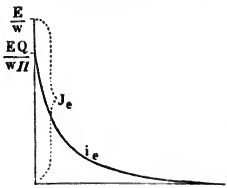
---

[1]) Helmholtz, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 536. 1851*.

das Potential der Spiralen auf einander, je kleiner das Potential der inducirten Spirale auf sich selbst und ihr Widerstand ist.

Verzeichnen wir als Abscissen (Fig. 305) die Zeiten von Anfang der Oeffnung des primären Stromes, als Ordinaten die Intensitäten des inducirenden und inducirten Stromes, so werden in beifolgender Figur die Curven $J_e$ und $i_e$ den Verlauf der Intensitäten beider Ströme angeben. Die Intensität des inducirenden Stromes sinkt also, wie wir schon erwähnt, plötzlich von $I$ bis auf Null, die Intensität des Inductionsstromes steigt aber plötzlich bis zu $i_e = \frac{EQ}{w\Pi}$ an und sinkt dann allmählich auf Null herab.

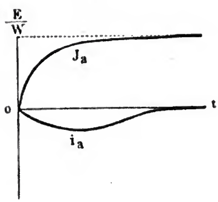
Fig. 305.




786 2. Induction in einer Nebenrolle durch Schliessen des primären Kreises.

Wächst beim Schliessen des primären Kreises in $a$ (Fig. 304) die Intensität in demselben allmählich bis zu $I$ an, so entsteht in demselben in jedem Augenblicke ein Extrastrom von der Intensität $-\frac{P}{w}\frac{dI_a}{dt}$. Zugleich wird in der Inductionsspirale ein Strom inducirt, dessen Intensität durch $i_a = -\frac{Q}{w_\sigma}\frac{dI_a}{dt}$ dargestellt ist. Indem dieser seine Intensität ändert, inducirt er wiederum in der primären Spirale einen Strom von der Intensität $-\frac{Q}{w}\frac{di_a}{dt}$, in der Inductionsspirale selbst einen Strom von der Intensität $-\frac{\Pi}{w_\sigma}\frac{di_a}{dt}$.

Fig. 306.




Die in den beiden Schliessungskreisen der inducirenden und Inductionsspirale erzeugten Ströme sind also bestimmt durch die zwei simultanen Differentialgleichungen:

$$I_a w = E - P\frac{dI_a}{dt} - Q\frac{di_a}{dt} \quad \ldots \ldots \quad 1)$$

$$i_a w_\sigma = -Q\frac{dI_a}{dt} - \Pi\frac{di_a}{dt} \quad \ldots \ldots \quad 2)$$

Die Integration dieser Gleichungen giebt:

$$I_a = \frac{E}{2w\varrho_a}\left\{2\varrho_a + \varphi''_a e^{-\Theta'_a t} - \varphi'_a e^{-\Theta''_a t}\right\} \quad \ldots \quad 3)$$

$$i_a = -\frac{E}{2w\varrho_a}\left\{e^{-\Theta'_a t} - e^{-\Theta''_a t}\right\} \text{[1]} \quad \ldots \ldots \quad 4)$$

[1]) Zur Ausführung der Integration eliminirt man aus 1) und 2) nach einander

wo $$\varrho_a = \sqrt{\frac{w_\sigma}{w} + \left(\frac{w_\sigma P - w \Pi}{2 w Q}\right)^2} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 5)$$

$$\varphi'_a = -\frac{w_\sigma P - w \Pi}{2 w Q} + \varrho_a, \quad \varphi''_a = -\frac{w_\sigma P - w \Pi}{2 w Q} - \varrho_a \quad \ldots \quad 6)$$

$$\Theta'_a = \frac{w_\sigma P + w \Pi - 2 w Q \varrho_a}{2(P\Pi - Q^2)}, \quad \Theta''_a = \frac{w_\sigma P + w \Pi + 2 w Q \varrho_a}{2(P\Pi - Q^2)} \quad \ldots \quad 7)$$

So lange der Nenner von $\Theta_a$ positiv ist, also $P\Pi > Q^2$, so lange sind $\Theta'_a$ und $\Theta''_a$ positiv, und da $\Theta'_a < \Theta''_a$ ist, $i_a$ negativ. Die Richtung des Schliessungsinductionsstromes ist also entgegengesetzt der Richtung des inducirenden Stromes. Dies ist der allein vorkommende Fall. Würde $P\Pi = Q^2$, so würde $i_a = 0$; dies wäre aber nur möglich, wenn z. B. die Inductionsspirale und inducirende Spirale völlig zusammenfielen, wo dann $P = \Pi = Q$ wäre, was nicht geschehen kann. Ebenso wenig kann $Q^2 > P\Pi$ werden; in welchem Falle der Inductionsstrom positiv, d. h. dem inducirenden gleichgerichtet werden würde. Bilden wir in dem einzig möglichen Falle ($P\Pi > Q^2$) den Werth

$$\frac{d i_a}{d t} = -\frac{E}{2 w \varrho_a}\left(-\Theta'_a e^{-\Theta'_a t} + \Theta''_a e^{-\Theta''_a t}\right),$$

so giebt den Verlauf desselben das allmähliche Ansteigen und Abfallen der die Intensität $i_a$ darstellenden Curve Fig. 306 an. Für $t = 0$ ist $i_a = 0$ und $\frac{d i_a}{d t} = -\frac{E Q}{P\Pi - Q^2}$, also negativ; ebenso bleibt es negativ bei kleinen Werthen von $t$, die negative Intensität $i_a$ wächst, aber immer langsamer, da $\frac{d i_a}{d t}$ immer kleiner wird; die Intensität erreicht sodann ein Maximum, wenn dieser Werth gleich Null ist; sie fällt wieder allmählich ab; die die Intensität $i_a$ darstellende Curve nähert sich asymptotisch der Abscissenaxe, wenn $t$ noch grösser wird, da dann $\frac{d i_a}{d t}$ positiv ist. Die Betrachtung von $\frac{d^2 i_a}{d t^2}$ ergiebt, dass für $t = 0$ diese Curve gegen die Ab-

---

$\frac{d i_a}{d t}$ und $\frac{d I_a}{d t}$; von den erhaltenen Gleichungen wird die letzte mit einem constanten Factor $\varphi$ multiplicirt und zur ersten addirt. Man setzt darauf $u = I_a + \varphi i_a$ und wählt $\varphi$ so, dass in der neuen Gleichung der Coefficient von $i$ gleich Null wird. Die Gleichung lässt sich dann integriren und ergiebt $u$ in Form einer Exponentialgrösse; $\varphi$ entwickelt sich aus einer quadratischen Gleichung, erhält also zwei Werthe $\varphi'$ und $\varphi''$, und entsprechend erhält $u$ zwei Werthe $u' = I_a + \varphi' i_a$ und $u'' = I_a + \varphi'' i_a$, deren jeder eine andere Integrationsconstante $C_{\mathrm{I}}$ und $C_{\mathrm{II}}$ enthält. Aus der Bedingung für die Gesammtintensität des Inductionsstromes $\int_0^\infty i_a\, d t = -\frac{E Q}{w w_\sigma}$ folgt dann $C_{\mathrm{I}} = C_{\mathrm{II}} = \frac{E}{w}$. Bei Elimination von $I_a$ und $i_a$ aus den beiden Gleichungen für $u$ ergeben sich die obigen Werthe 3) und 4) für $I_a$ und $i_a$.

scissenaxe concav ist. Zugleich ist $Q \frac{d I_a}{d t} = - \Pi \frac{d i_a}{d t^1}$, so dass sich die Inductionen in der secundären Spirale durch den entstehenden Hauptstrom und Inductionsstrom für $t = 0$ gerade aufheben.

Während also der Oeffnungsinductionsstrom sogleich in seiner ganzen Stärke auftritt, erreicht der Schliessungsinductionsstrom nur langsam das Maximum seiner Intensität; alle Wirkungen daher, welche von dem schnellen Anwachsen der letzteren abhängen, werden bei dem Oeffnungsinductionsstrom stärker auftreten, so namentlich die physiologischen Wirkungen u. s. f. (s. u.). — Je grösser unter sonst gleichen Umständen das Potential $P$ der inducirenden Spirale $S$ auf sich selbst ist, je mehr Windungen sie hat und je enger dieselben an einander liegen, desto kleiner ist $\frac{d i_a}{d t}$ für $t = 0$, desto langsamer steigt die Curve, welche die Intensität des Inductionsstromes darstellt, von Anfang an auf; desto schwächer ist z. B. seine physiologische Wirkung.

Der Werth der Stromstärke $I_a$ des inducirenden Stromes setzt sich aus der Intensität $\frac{E}{w}$ zusammen, zu welcher sich die durch Exponentialcurven darstellbaren Werthe $\frac{E}{2 w \varrho_a} \varphi''_a e^{-\Theta'_a t}$ und $-\frac{E}{2 w \varrho_a} \varphi'_a e^{-\Theta''_a t}$ hinzufügen, die mit zunehmender Zeit $t$ immer kleiner werden. Für die Zeit $t = 0$ ist die Summe dieser letzteren Werthe gleich $\frac{E}{w}$, also $I_a = 0$; für die Zeit $t = \infty$ ist jene Summe gleich Null, also $I_a = \frac{E}{w}$. Die Intensität $I_a$ wird durch die Curve $I_a$, Fig. 306, dargestellt. Die Gesammtintensität, um welche in dieser Weise während des Anwachsens der Intensität des primären Stromes die Intensität desselben $\frac{E}{w}$ vermindert wird, entspricht der Gleichung $\int_0^\infty \left(I_a - \frac{E}{w}\right) d t = \frac{E P}{w^2}$; sie ist also ebenso gross, wie wenn die Stromänderung in der primären Spirale nur durch den unmittelbar in ihr erzeugten Anfangsextrastrom bedingt worden wäre. In der That muss die gesammte elektromotorische Kraft, welche in ihr beim Anwachsen der Intensität des inducirten Stromes in der secundären Spirale rückwärts inducirt wird, gleich und entgegengesetzt sein der elektromotorischen Kraft, welche beim Verschwinden des letzteren Stromes in ihr inducirt wird.

Sind die Widerstände der primären und secundären Schliessung einander gleich, also $w = w_\sigma$, und sind die auf einander einwirkenden Spiralen ebenfalls gleich, also $P = \Pi$, so wird $\varrho_a = 1$, $\varphi'_a = + 1$, $\varphi''_a = - 1$,

$\Theta'_a = \frac{w}{P+Q}$, $\Theta''_a = \frac{w}{P-Q}$. Dann ergiebt sich (wie sich übrigens auch leicht unmittelbar aus den Gleichungen 1) und 2) entwickeln lässt):

$$I_a = \frac{E}{2w}\left\{2 - e^{-\frac{w}{P+Q}t} - e^{-\frac{w}{P-Q}t}\right\} \quad \ldots \ldots \quad 8)$$

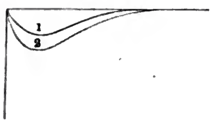
$$i_a = -\frac{E}{2w}\left\{e^{-\frac{w}{P+Q}t} - e^{-\frac{w}{P-Q}t}\right\} \quad \ldots \ldots \quad 9)$$

Aehnliche Gleichungen sind auch schon von Koosen [1]) entwickelt worden. Mit wachsendem Potential $P$ nimmt also für gleiche Zeiten $t$ die Intensität $i_a$ des inducirten Stromes ab. Dieselbe erreicht zu einer Zeit $t_m$ ein Maximum, für welche $\frac{d i_a}{dt} = 0$ ist. Dann ist

$$t_m = \frac{P^2 - Q^2}{2wQ} \log \frac{P+Q}{P-Q}.$$

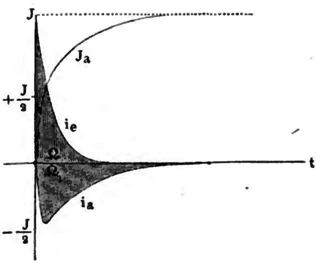
Diese Zeit $t_m$ nimmt ab mit wachsenden Werthen von $Q$. Ist $Q$ gleich Null, so ist sie $\frac{P}{w}$; ist $Q$ nahezu gleich $P$, so ist sie annähernd gleich Null; so dass also der Gang der Intensität des inducirten Stromes mit wachsendem $Q$ durch die Curven 1 und 2, Fig. 307, dargestellt wird.

Fig. 307.




Wäre auch $Q$ nur wenig kleiner als $P = \Pi$, so könnte man das letzte Glied in den Gleichungen 8) und 9) nahezu gegen die ersten vernachlässigen. Dann wäre anfangs $I_a = 0$ und $i_a = 0$; sehr kurze Zeit nachher aber schon $I_a = \frac{E}{2w}$ und $i_a = -\frac{E}{2w}$. Bei wachsenden Zeiten würde die Intensität des primären Stromes in gleicher Weise ansteigen, wie sich die Intensität des inducirten Stromes allmählich vermindert. Da die Intensität des Oeffnungsinductionsstromes unter obiger Annahme gleich am Anfange für $t = 0$ nahezu gleich $i_e = \frac{E}{w}$ ist, also die

Fig. 308.




[1]) Koosen, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 446. 1854*

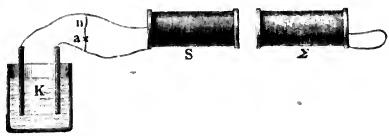
doppelte von der des Schliessungsinductionsstromes, seine Gesammtintensität aber gleich der des letzteren ist, so fällt also auch hier die Intensität des Oeffnungsstromes viel schneller ab, als die des Schliessungsstromes. Der Verlauf dieser Ströme ist in der Fig. 308 (s. v. S.) dargestellt. Die Flächenräume $\Omega$ und $\Omega_1$, welche die Gesammtintensität des Oeffnungs- und Schliessungsextrastromes bezeichnen, sind einander gleich. — Ist $P = Q$, so ist das letzte Glied der Gleichungen 8) und 9) für $t = 0$ unbestimmt; dieser Fall ist nicht möglich.

787 3. **Induction durch Oeffnen einer Nebenleitung zur primären Rolle** (Fig. 309). Die Widerstände der primären Rolle, der Nebenleitung und des die Kette enthaltenden Zweiges des primären Schliessungskreises seien $w_s$, $w_n$ und $w_k$. Setzen wir dann

$$w_n w_k + w_k w_s + w_s w_n = N, \quad \frac{w_k w_s}{(w_k + w_s) N} = \Xi,$$

so erhalten wir zunächst dieselben Differentialgleichungen, wie in dem ad 2 betrachteten Falle, nur tritt in ihnen, sowie in $\varphi_a$ und $\varrho_a$ an Stelle

Fig. 309.




des Werthes $w$ der Werth $w_k + w_s$. Nach Bestimmung der Integrationsconstanten [1]) folgt:

$$I_a = \frac{E}{2(w_k + w_s)\varrho_a}\left\{2\varrho_a + \frac{w_k w_s}{N}\left(\varphi''_a e^{-\Theta'_a t} - \varphi'_a e^{-\Theta''_a t}\right)\right\}$$

$$i_a = -\frac{E\,\Xi}{2\varrho_a}\left\{e^{-\Theta'_a t} - e^{-\Theta''_a t}\right\}.$$

788 4. **Induction durch Schliessen einer Nebenleitung zur primären Rolle.** Wiederum ändern sich nur die Constanten in den Differentialgleichungen. Dieselben werden

---

[1]) Dieselben ergeben sich aus den Formeln $I_a = \frac{E w_n}{N}$ für $t = 0$, und $\int_0^\infty i_a\, dt = -\frac{E\, Q\, \Xi}{w_\sigma}$; es werden beide $C_1 = C_{11} = E\,\Xi$.

$$i_e w_\sigma = - Q \frac{dI_e}{dt} - \Pi \frac{di_e}{dt}$$

$$I_e N = E w_n - (w_k + w_n) P \frac{dI_e}{dt} - (w_k + w_n) Q \frac{di_e}{dt};$$

woraus folgt:

$$I_e = \frac{E}{2 N \varrho_e} \left\{ 2 w_n \varrho_e + \frac{w_k w_s}{w_k + w_s} \left( \varphi_e' e^{-\Theta_e'' t} - \varphi_e'' e^{-\Theta_e' t} \right) \right\}$$

$$i_e = \frac{E \Xi}{2 \varrho_e} \left\{ e^{-\Theta_e' t} - e^{-\Theta_e'' t} \right\},$$

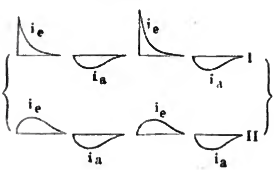
wo $\varphi_e'$ und $\varphi_e''$ resp. gleich sind

$$- \frac{w_\sigma (w_k + w_n) P - N \Pi}{2 N Q} \pm \sqrt{\frac{w_\sigma (w_k + w_n)}{N} + \left( \frac{w_\sigma (w_k + w_n) P - N \Pi}{2 N Q} \right)^2},$$

$\varrho_e$ die Grösse unter dem Wurzelzeichen im Ausdruck von $\varphi_e$ ist, und $\Theta_e'$ und $\Theta_e''$ gleich $\frac{N \Pi + w_\sigma (w_k + w_n) P \mp 2 N Q \varrho_e}{2 (w_k + w_n)(P \Pi - Q^2)}$ sind [1]).

Die Formeln für die Intensitäten $i_e$ und $i_a$ der beim Schliessen und Oeffnen in der Nebenrolle inducirten Ströme sind, abgesehen von den Constanten und dem Vorzeichen, ganz gleich; beide Ströme haben also einen ganz ähnlichen Verlauf. Sie unterscheiden sich dadurch von den Strömen, welche in der Nebenrolle beim Schliessen und Oeffnen einer unverzweigten Hauptschliessung inducirt werden. Während also z. B. die Curven Fig. 310 I die bei wiederholtem Oeffnen und Schliessen im letzteren Falle inducirten Ströme darstellen, verlaufen dieselben bei Anwesenheit der Nebenleitung wie in Fig. 310 II. Dieser Unterschied rührt daher, dass sich in einer unverzweigten Hauptschliessung nicht beim Oeffnen, sondern allein beim Schliessen die Extraströme, sowie die rückwärts durch die Inductionsströme der Nebenrolle in ihr inducirten Ströme entwickeln können, während dies in einer verzweigten Hauptschliessung sowohl beim Schliessen, als auch beim Oeffnen der Nebenleitung eintreten kann. Dabei wird im letzteren Falle der Inductionsstrom $i_a$ beim Oeffnen der Nebenleitung steiler ansteigen, als der beim Schliessen derselben inducirte Strom $i_e$.

Fig. 310.




Wollte man den Verlauf der Intensitäten $i_a$ und $i_e$ der Schliessungs- und Oeffnungsinductionsströme bei Anwesenheit der Nebenschliessung

[1]) Die Integrationsconstanten sind $C_I = C_{II} = - E \Xi$. Sie folgen aus den Formeln $I_e = \frac{E}{w_k + w_s}$ für $t = 0$ und $\int_0^\infty i_e dt = \frac{E Q \Xi}{w_\sigma}$.

ganz gleich herstellen, so müssten die Werthe $\varrho$, $\Theta'$, $\Theta''$, durch welche sich $i_a$ und $i_e$ unterscheiden, einander gleich werden, d. h. es muss

$$\frac{w_k + w_n}{N} = \frac{1}{w_k + w_s} \text{ oder } w_s + w_k = w_s + w_k \cdot \frac{w_n}{w_k + w_n}$$

sein. Um letztere Gleichheit möglichst herzustellen, muss entweder $w_k = 0$ sein, wo dann bei Veränderung der Nebenschliessung kein Inductionsstrom entstände und $\Xi = 0$ wäre, oder es müssten $w_k$ und $w_n$ gegen $w_s$ gleichzeitig verschwindend klein werden, oder endlich $w_n$ gegen $w_k$, $w_k$ gegen $w_s$ sehr klein sein. Im ersteren Falle wird der Factor $\Xi$, welchen die Ausdrücke $i_a$ und $i_e$ enthalten, $\Xi = \frac{w_k}{w_s(w_k + w_n)}$, im zweiten $\Xi = \frac{1}{w_s}$. Da im letzteren Falle die Intensität der Inductionsströme bedeutender ist, wird man die demselben zu Grunde liegende Anordnung bei der experimentellen Ausführung des Verfahrens am zweckmässigsten benutzen.

Die Gleichheit der inducirenden und Inductionsrolle, d. h. die Gleichheit von $\Pi = P$ würde in diesem Falle nur dann eine Vereinfachung der Betrachtung ermöglichen, wenn zugleich $w_\sigma(w_k + w_n) = N$ und $w_\sigma = w_k + w_s$ wäre; eine Bedingung, die unmittelbar auf die eben betrachtete Gleichheit des Verlaufes der Oeffnungs- und Schliessungsinductionsströme führt.

Die Intensitäten $I_a$ und $I_e$ der primären Ströme sind nach dauernder Oeffnung oder Schliessung der Nebenleitung resp. $I_a^\infty = \frac{E}{w_k + w_\sigma}$ und $I_e^\infty = \frac{Ew_n}{N}$. Diese Intensitäten sind während der Dauer der Extraströme und der rückwärts in der primären Leitung inducirten Ströme vermehrt und vermindert um die Werthe:

$$\int_0^\infty \left(I_a - \frac{E}{w_k + w_s}\right) dt = -\,EP\Xi \frac{1}{w_k + w_s}$$

und

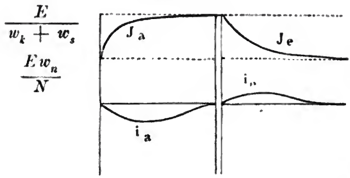
$$\int_0^\infty \left(I_e - \frac{Ew_n}{N}\right) dt = +\,EP\Xi \frac{1}{w_s + \frac{w_k}{1 + \frac{w_k}{w_n}}}.$$

Von diesen Werthen ist absolut genommen der erstere der kleinere, so dass also der Strom bei der Schliessung schneller zu seinem Maximum ansteigt, als derselbe beim Oeffnen sinkt (wie in Fig. 311). Die Intensität des Extrastromes ist aber in beiden Fällen unmittelbar nach dem Oeffnen oder Schliessen der Nebenleitung dieselbe, nämlich:

$$E\Xi = \frac{E}{w_k + w_s} - \frac{Ew_n}{N}.$$

Nur in dem Falle in welchem der Oeffnungs- und Schliessungsinductionsstrom in der secundären Spirale gleichen Verlauf haben, wird

Fig. 311.




dies auch von dem Ansteigen und Sinken des primären Stromes in der inducirenden Spirale gelten. Dies kann nur eintreten, wenn beim Schliessen und Oeffnen der Nebenleitung der Widerstand in den Schliessungskreisen der primären Rolle der gleiche wäre, d. h. wiederum nur, wenn entweder $w_k = 0$ ist oder $w_k$ gegen $w_s$, $w_n$ gegen $w_s$ und $w_k$ verschwindet.

Befindet sich in der inducirenden Spirale noch ein Eisenkern und 789
ist die Intensität des inducirenden Stromes so klein, dass wir das magnetische Moment des Eisenkerns $M$ der Stromintensität $I_a$ oder $I_e$ des inducirenden Stromes proportional, also $M = c\,I$ setzen können, ist ferner das Potential des Eisenkerns auf die inducirende Spirale $I_1$, auf die Inductionsspirale $Q_1$, so sind in allen Formeln an Stelle der Werthe $P$ und $Q$ die Werthe $P + c P_1$ und $Q + c\,Q_1$ zu setzen. Wir nehmen dabei vorläufig an, dass die Aenderungen des Magnetismus des Eisenkerns mit gleicher Schnelligkeit vor sich gehen, wie die Aenderungen der Stromintensität in der primären Spirale.

Die theoretisch abgeleiteten Resultate werden durch die Versuche im 790
Allgemeinen bestätigt. Indess kommen dabei meist secundäre Umstände hinzu, welche dieselben mehr oder weniger abändern. Einmal treten anderweite Ströme höherer Ordnung, als die in Rechnung gezogenen auf; sodann erfolgt die Schliessung und Oeffnung eines inducirenden Kreises nie wirklich momentan, sondern allmählich; bei der Oeffnung desselben verlängert auch der durch den Oeffnungsextrastrom verstärkte Funken die Dauer des Oeffnens, so dass der Inductionsstrom in der secundären Spirale gleichfalls nicht plötzlich, sondern allmählich inducirt wird.

Diese Verhältnisse zeigen sich u. A. bei den Versuchen von Lemström[1]), den Verlauf eines Inductionsstromes in einer Inductionsspirale zu bestimmen. Die inducirte und inducirende Spirale waren zusammen aus zwei parallelen, in je 79 Windungen in zwei Lagen um eine Rolle gewundenen Kupferdräthen von 0,5$^{mm}$ Durchmesser gebildet. Ihr äusserer Durchmesser betrug 134,3$^{mm}$. Die Verbindungen geschahen vermittelst

---

1) Lemström. Recherches expérimentales sur la marche d'intensité des courants d'induction voltaique. Stockholm 1870* (présenté à l'acad. de Suède. Mai 12. 1869).

der Wippe von Helmholtz (§. 779). Um die Intensität des Schliessungsinductionsstromes zu messen, wurde hierbei die inducirende Spirale unter Einschaltung einer Säule durch den Hebel $ab$, die inducirte Spirale durch den Hebel $B$, je nach der Stellung der Kuppen $m_r$ und $m_l$ eine bestimmte Zeit nach dieser Schliessung unter Einschaltung einer Spiegelbussole geschlossen. Zur Messung der Oeffnungsinduction wurde der inducirende Strom durch den Hebel $A$, darauf der inducirte durch den Hebel $B$ geschlossen. Zur Messung der Zeit zwischen diesen Vorgängen wurde im ersten Fall ein constanter Strom direct durch $ab$ und $B$ und die Bussole geleitet, so dass er beim Hinunterfallen des Hebels $ab$ geschlossen, beim Heben von $B$ geöffnet wurde und eine ebenso lange Zeit durch die Bussole lief, wie zwischen dem Schliessen des inducirenden und Oeffnen des inducirten Stromes verlief.

Bei den Versuchen über den Oeffnungsstrom wurde, um die Zeit der Transmission des Stromes von Hebel $ab$ auf $A$ zu eliminiren, der zeitmessende Strom durch Hebel $ab$ und $B$ mit dem Galvanometer verbunden und von demselben eine Brückenleitung von verschwindendem Widerstand zwischen $ab$ und $A$ eingefügt, so dass nur ein ganz unmerklicher Antheil des Stromes durch die Bussole des Galvanometers floss. Die Brückenleitung wurde geöffnet, sobald Hebel $A$ sich hob, so dass dann der zeitmessende Strom zwischen dem Heben von $A$ und von $B$ durch das Galvanometer dieselbe Zeit hindurchströmte, welche auch zwischen dem Oeffnen des inducirenden und inducirten Stromes verging. Da hierbei stets der in den Windungen des Galvanometers erzeugte Extrastrom den zeitmessenden Strom um ein Bestimmtes schwächte, wurde erst (I) der Strom ohne Brückenleitung durch das Galvanometer geleitet; sodann wurde eine Brücke von bekanntem Widerstand vor dem Galvanometer in seine Schliessung eingeschaltet und der Stromkreis vor der Brücke in dem die Säule enthaltenden Zweige geschlossen, einmal aber (II) vor der Brücke, sodann hinter derselben in dem das Galvanometer enthaltenden Zweige (III) unterbrochen. Sind $R$, $r$ und $r_{\text{I}}$ die Widerstände der drei die Säule, das Galvanometer und die Brücke enthaltenden Zweige, ist $E$ die elektromotorische Kraft, $t$ die Zeit der Schliessung, $i_{\text{I}}$ und $i_{\text{II}}$ die Intensität des Extrastromes ohne Einschaltung der Brücke (I) und mit Einschaltung derselben (II), so folgt die Intensität in den drei Fällen annähernd

$$I_{\text{I}} = \frac{E}{R+r}t - i_{\text{I}};\quad I_{\text{II}} = \frac{Er_{\text{I}}}{Rr + rr_{\text{I}} + r_{\text{I}}R} - i_{\text{II}};\quad I_{\text{III}} = \frac{Er_{\text{I}}}{Rr + rr_{\text{I}} + r_{\text{I}}R},$$

vorausgesetzt, dass die Extraströme sich stets vollständig entwickeln könnten, was nur annähernd richtig ist.

Aus $I_{\text{III}}$ und $I_{\text{II}}$ folgt unmittelbar $i_{\text{II}}$. Nun ist ferner, wenn $n$ die Zahl der Windungen der Spirale ist:

$$i_{\text{I}} = \frac{En^2}{(R+r)^2};\quad i_{\text{II}} = \frac{En^2 r_{\text{I}}}{(Rr + rr_{\text{I}} + r_{\text{I}}R)(r + r_{\text{I}})},$$

woraus $E$ eliminirt und $i_{\prime}$ durch $i_{\prime\prime}$ ausgedrückt werden kann. Dann folgt aus $I_{\prime}$ der Werth $t$.

Aus diesen Versuchen ergaben sich folgende Resultate:

Der Schliessungsstrom erreicht seine Maximalintensität sehr schnell, schon in 0,00006 Secunden; dann sinkt seine Intensität erst sehr schnell, dann langsam. Mit wachsendem Widerstand des inducirenden Kreises, bis der Widerstand ausserhalb der Kette etwa das Doppelte von dem Widerstand in derselben ist, wächst, offenbar in Folge der Veränderung des Extrastromes in dem primären Kreise, die Maximalintensität desselben; bei noch grösserem Widerstand sinkt sie wieder. Zugleich verkürzt sich aus demselben Grunde nahezu proportional mit wachsendem Widerstand die Zeit zwischen dem Beginn der Induction und dem Zeitpunkt der Maximalintensität. Dabei ist die Gesammtintensität des Schliessungsinductionsstromes in den ersten Momenten viel (bis zu 4 mal) grösser, als die des inducirenden Stromes in derselben Zeit; jedenfalls wiederum durch die Wirkung des Extrastromes auf letzteren.

Der Oeffnungsinductionsstrom verläuft, sicherlich in Folge der Funkenbildung und langsameren Oeffnung, nach Lemström, nicht in kürzerer Zeit, als der Schliessungsstrom; auch ändern Widerstände, die in den primären Kreis eingeschaltet werden, kaum die Maximalintensität des Inductionsstromes; sie vergrössern den Abstand des Zeitpunktes der letzteren vom Beginn der Induction. Jedenfalls gleicht sich also ein grosser Theil des Oeffnungsextrastromes in der primären Spirale noch durch den Oeffnungsfunken aus.

Bei Einlegen eines Eisenkernes verzögert sich das Inductionsphänomen bedeutend, wenn dadurch auch die Intensität des Oeffnungsstromes in den ersten Momenten seiner Dauer vermehrt wird.

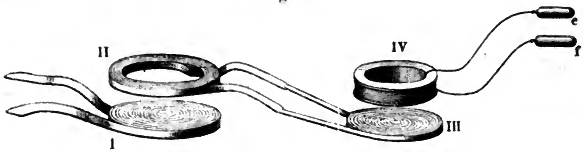
Im Allgemeinen ist hierbei nicht die gesammte Dauer der Inductionsströme um so kleiner, je grösser ihre Maximalintensität ist, sondern sie verlaufen dann nur eine längere Zeit mit einer verhältnissmässig verminderten Intensität, so dass doch die gesammte bewegte Elektricitätsmenge dieselbe ist.

Der zeitliche Verlauf der inducirten Ströme höherer Ordnung lässt 791
sich nach Buff[1]) vornehmen, wenn man durch einen Analysator (Fig. 47, Thl. I.) den Schliessungskreis der ersten inducirenden Spirale (I), Fig. 312 (a. f. S.), und den ersten Inductionskreis der Spiralen (II) und (III) in der Weise abwechselnd öffnet und schliesst, dass durch letzteren nur die Schliessungs- oder nur die Oeffnungsinductionsströme circuliren können. Die Bandspiralen (I), (II), (III) bestanden aus je 28 Windungen eines Kupferstreifens von $22^{mm}$ Breite und $1^{mm}$ Dicke, die eine cylindrische Höhlung von 8 Ctm. Weite umschlossen. Dabei war die tertiäre Spirale (IV) durch zwei den Spiralen (I), (II), (III) gleiche Spiralen ersetzt,

[1]) Buff, Pogg. Ann. Bd. CXXXIV, S. 481. 1868*.

welche auf beiden Seiten gegen die Spirale (III) gegengelegt waren. Durch die Spirale (I) wurde der Strom eines Bunsen'schen Elementes geleitet.

Fig. 312.




Wurde in den Schliessungskreis der Spiralen (IV) ein Galvanometer und ein Wasserzersetzungsapparat mit dünnen Platinelektroden (Thl. II, §. 746) eingefügt, und circulirte in den secundären Spiralen (II) und (III) nur der Oeffnungsinductionsstrom, so zeigte die Galvanometernadel nicht mehr die doppelsinnige Ablenkung, wie ohne Einschaltung des Wasserzersetzungsapparates, sondern neben der Wasserzersetzung trat eine Ablenkung auf, die einem dem primären Strom oder auch dem secundären Oeffnungsstrom entgegengerichteten tertiären Inductionsstrom, also dem Ansteigen des secundären Stromes entsprach. Eisenkerne in den Spiralen steigern die Wasserzersetzung und Ablenkung der Galvanometernadel. Durch die secundären Schliessungsinductionsströme konnten diese Wirkungen nicht erhalten werden.

Bei der primären Oeffnungsinduction waren die Wirkungen bei gleicher Unterbrechungszahl etwa doppelt so gross, als bei der Schliessungsinduction. Wenn auch die Summe der bei beiden Inductionswirkungen in der secundären Leitung inducirten elektromotorischen Kräfte gleich ist, so vertheilen sie sich doch bei der Schliessung auf längere Zeit; die Gesammtänderung der Stromintensität in der secundären Leitung ist also hierbei geringer und somit die dieser proportionale inducirte elektromotorische Kraft der tertiären Ströme.

Da bei Anbringung von geschlossenen Spiralen neben der Hauptleitung die in ihnen bei der Schliessung inducirten Ströme bei ihrem Entstehen rückwärts in der Hauptleitung Ströme induciren, welche dem Strome in letzterer gleichgerichtet, bei ihrem Vergehen solche, die ihm entgegengerichtet sind, so muss der Hauptstrom anfangs schneller, dann langsamer ansteigen, als ohne jene Rollen. Daher wächst der secundäre Schliessungsstrom hierbei schneller und verschwindet langsamer, als ohne die Nebenspiralen, und so wird der tertiäre, dem Ansteigen des Schliessungsstromes entsprechende, dem Hauptstrom gleichgerichtete Inductionsstrom verstärkt, der entgegengesetzte geschwächt. Dazu kommt noch die Induction der tertiären Ströme auf die secundäre Spirale, die in gleichem Sinne wirkt, wie die Induction in den Nebenspiralen, welche aber bei wachsendem Widerstand des tertiären Kreises abnimmt.

Bringt man bei jenen Versuchen über und unter die Spiralen (I) und (II) noch zwei andere gleiche, in sich geschlossene Spiralen, und steckt durch alle einen Eisenkern, so verzögern die in letzteren inducirten Ströme durch Rückwirkung auf die Spiralen (I) und (II) die Entwickelung der Oeffnungsinductionsströme in der Spirale (II), und die tertiären Ströme verlaufen langsamer, so dass bei gleicher Gesammtsumme der inducirten elektromotorischen Kräfte ihre in jedem Zeittheil inducirte elektromotorische Kraft immer mehr sinkt. Die Gesammtzeiten der Induction $t$ und $t_1$ werden dann einander mehr und mehr gleich und die Ablenkung des Galvanometers sinkt.

Bei Anwendung von acht Bunsen'schen Elementen, einer Spirale von 600 Windungen eines $1^{mm}$ dicken Kupferdrathes, welche ein Eisendrathbündel von 4 Ctm. Durchmesser enthielt, an Stelle der Spirale (IV) und Füllung der übrigen Spiralen mit Eisendrathbündeln konnte analog gezeigt werden, dass nun die überwiegende Wirkung den beim Entstehen des secundären Schliessungsstromes, dem Hauptstrom gleichgerichteten, tertiären Strömen zukommt, letztere also schneller verlaufen; indess ist doch die galvanometrische Wirkung viel geringer, als bei den bei der Oeffnung inducirten tertiären Strömen, so dass also die Zeiten $t$ und $t_1$ des Verlaufs beider tertiären Ströme beim Schliessen weniger von einander verschieden sind. Die von beiden Elektroden durch die tertiären Ströme entwickelten Gasmengen verhielten sich sowohl bei den beim Oeffnen, wie beim Schliessen inducirten Strömen nahezu wie 1 : 2, so dass also nur die einen tertiär inducirten Ströme hinlängliche elektromotorische Kraft besassen, um die Polarisation zu überwinden.

Diese Resultate sind indess ziemlich complicirt.

Der durch das Ansteigen des secundären Stromes inducirte tertiäre Strom ($a$) findet zunächst noch keine Polarisation des Voltameters vor und durchfliesst letzteres, so wie das Galvanometer. Seine Intensität nimmt aber, auch abgesehen von der Abnahme seiner eigenen elektromotorischen Kraft während der Induction, durch die allmählich sich bildende Polarisation ab. Tritt dann der entgegengerichtete, durch das Verschwinden des secundären Stromes inducirte tertiäre Strom ($b$) auf, so addirt sich seine elektromotorische Kraft zu der der Polarisation, welche dabei zugleich zum Theil oder ganz aufgehoben wird. Bei ganz gleichem Verlauf würde daher die Gesammtintensität des so verstärkten Stromes $b$ grösser sein, als die Gesammtintensität des durch die Polarisation geschwächten Stromes $a$ und das Galvanometer würde im Sinne des Stromes $b$ ausschlagen.

Da aber die Stärke und das Anwachsen der Polarisation sich ganz nach der Stärke des allmählich entstehenden, polarisirenden Stromes richtet, und ebenso das Verschwinden der Polarisation denselben Bedingungen unterliegt, so lassen sich aus den Ablenkungen des Galvanometers ohne die Kenntniss des Verlaufs der Polarisation nur annähernd Schlüsse über die Schnelligkeit des Verlaufs der Inductionsströme ziehen.

792 Eine andere Veränderung in der Zeit der Entwickelung von Inductionsströmen tritt ein, wenn gleichzeitig in zwei neben einander liegenden Leitern Inductionsströme durch das Oeffnen oder Schliessen eines primären Stromes inducirt werden. Befindet sich z. B. zwischen der Inductionsspirale *B* und der inducirenden Spirale *A* kein Leiter, so verläuft der in *B* inducirte Strom in einer gewissen Zeit nach dem Oeffnen von *A*. Wird aber zwischen die Spiralen ein guter Leiter, eine Metallplatte oder eine in sich geschlossene Spirale *C* gestellt, so wird auch in diesen ein Strom inducirt, welcher im Wesentlichen denselben Verlauf hat, wie der Strom in *B*. Wenn also letzterer anwächst, so steigt auch der Strom in *C* an.

Durch die Aenderungen dieses letzteren Stromes werden wiederum in *B* Inductionsströme höherer Ordnung hervorgerufen, welche anfangs den direct in *B* inducirten entgegengesetzt und in jeder Zeiteinheit um so stärker sind, je schneller sich die Intensität der in *C* inducirten Ströme ändert. Auf diese Weise nimmt die Intensität der Inductionsströme in *B* langsamer zu. Erst später verschwinden dann auch die Inductionsströme in *C*; in *B* werden jetzt tertiäre Ströme inducirt, welche denen in *C* gleichgerichtet sind, so dass die ganze Induction in *B* verzögert ist, die Intensität des in demselben inducirten Stromes in den einzelnen Momenten seines Verlaufes kleiner ist, als ohne Zwischenschaltung des Leiters *C*. Die Gesammtintensität des Stromes in *B* bleibt indess auch hier ungeändert, da der in *C* inducirte Strom entsteht und vergeht, und die durch das Anwachsen desselben inducirte elektromotorische Kraft gleich und entgegengesetzt ist der durch das Verschwinden desselben erzeugten elektromotorischen Kraft.

Die in *B* und *C* stattfindenden Aenderungen des Verlaufes der Inductionsströme wirken selbstverständlich auf den Verlauf des Anwachsens und Verschwindens des inducirenden Stromes der primären Spirale zurück. — Eine Berechnung aller hierbei stattfindenden Vorgänge würde in ähnlicher Weise, wie für die §§. 785 u. flgde. betrachteten Fälle vorzunehmen sein, sich indess noch verwickelter gestalten [1]).

793 Wie in einer geschlossenen Spirale der durch eine primäre Spirale inducirte Strom eine gewisse Zeit zu seinem Verlaufe nöthig hat, so hat man auch eine gewisse Dauer von Inductionsströmen in geöffneten Inductionskreisen nachzuweisen gesucht.

So umgab Marianini [2]) eine inducirende Spirale mit einer Inductionsspirale und verband durch eine Wippe erst die erstere mit einer Säule und sodann unmittelbar darauf die letztere mit einem Galvanometer. Der Ausschlag der Nadel desselben zeigte die Bildung eines Induc-

---

[1]) Vergl. auch Strutt, Phil. Mag. [4] Vol. XXXVIII, p. 1. 1869*. — [2]) Marianini, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XI, p. 395. 1844*.

tionsstromes an, der den ersten Moment der Schliessung des inducirenden Stromes überdauerte.

Es konnte dies indess auch davon herrühren, dass der primäre Strom in Folge der in seiner Schliessung sich bildenden Extraströme selbst eine gewisse Zeit zum Ansteigen bis zum Maximum seiner Intensität brauchte, und die Schliessung des inducirten Kreises noch innerhalb dieser Zeit erfolgte; oder auch daher, dass Marianini zu seinen Versuchen inconstante Säulen anwendete, deren Strom schnell seine Intensität änderte. Wenigstens konnte E. du Bois-Reymond [1]) bei Anwendung einer constanten Säule hierbei keine Ablenkung der Galvanometernadel erhalten.

In gleicher Weise hatte Marianini zuerst im Jahre 1841 gezeigt, dass, wenn man nach dem Oeffnen des primären Kreises die Inductionsspirale durch die Wippe mit dem Galvanometer verbindet, die Nadel desselben einen Ausschlag zeigt. Dies geschieht selbst, wenn kein Eisenkern in der Spirale liegt. — Denselben Versuch hatte E. du Bois-Reymond mit gleichem Erfolge wiederholt.

In ähnlicher Weise hatte auch schon Fechner [2]) beobachtet, dass beim Oeffnen des Schliessungskreises eines durch ein Galvanometer geleiteten Stromes die Nadel desselben nicht gleich wieder dieselbe Schwingungsdauer wie vor dem Einfluss des Stromes besass. Es schien ihm dies nicht allein durch eine Veränderung des Magnetismus der Nadel bedingt zu sein. Auch Boisgiraud und Arago [3]) haben öfter, als sie den kupfernen Schliessungsdrath von der Säule lostrennten, an demselben magnetische Wirkungen beobachtet. Er sollte sogar dann noch Eisenfeile anziehen können.

Es scheint also eine gewisse Zeit zu dauern, bis der Oeffnungsinductionsstrom in der Inductionsspirale völlig verschwindet, oder auch bis der denselben erzeugende inducirende Strom nach dem Oeffnen der primären Leitung völlig auf Null herabsinkt.

Diesen Resultaten widerspricht indess ein Versuch von Helmholtz [4]). Er leitete einen Strom durch eine Spirale von $64^m$ Drathlänge, trennte sie sodann durch die Wippe (Fig. 301, S. 96) von der Säule los und verband sie mit dem Körper oder einem Multiplicator. Es wurde vermittelst Verstellen der Schrauben *m m* der Wippe bewirkt, dass die Loslösung von der Säule und die neue Schliessung so schnell erfolgten, dass sich gerade eine physiologische oder galvanometrische Wirkung des Oeffnungsstromes einstellte. Wurde nun vermittelst der §. 779 beschriebenen Methode der Ausschlag bestimmt, der die Zeit zwischen dem Oeffnen und Schliessen der Spirale misst, so ergab sich derselbe zwischen 1,73 und 1,83, also nur so gross, wie wenn Oeffnung und Schliessung gleichzeitig erfolgten. Es überdauert hiernach der Oeffnungsextrastrom die

[1]) E. du Bois-Reymond, Untersuchungen, Thl. I, S. 426. 1848*. — [2]) Fechner, Lehrb. S. 153 276. 1829*. — [3]) Arago u. Boisgiraud, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 101. 1820*. — [4]) Helmholtz, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 533. 1851*.

Zeit des Oeffnens des inducirenden Stromes nicht. Die positiven Resultate der übrigen Beobachter könnten vielleicht durch eine nicht ganz vollständige Isolation der inducirenden und Inductionsspirale von einander hervorgerufen sein. (Vergl. auch die Versuche von **Beetz**, w. u.)

794 Wenn indess die inducirende Spirale an ihren Verbindungsstellen mit der Säule zugleich mit zwei Condensatorplatten verbunden ist, die sich durch die Säule zu demselben elektrischen Potential laden, wie die Pole derselben, und beim Loslösen der Spirale von der Säule ihre Enden mit jenen Platten verbunden bleiben, so dauert der Oeffnungsextrastrom in derselben längere Zeit an, bis sich der Condensator, sei es allmählich durch directe, sei es durch alternirende Ströme entladen hat. Dann kann auch die inducirende Spirale nach dem Oeffnen in der Inductionsspirale Ströme erzeugen. Ebenso kann, wenn die Enden der geöffneten Inductionsspirale mit einem Condensator oder mit Conductoren von grösserer Capacität verbunden sind, ein in derselben inducirter Strom diese letzteren laden, und durch ihre Entladung rückwärts ein länger dauernder Inductionsstrom erzeugt werden (vgl. den folgenden Abschnitt).

## II. Alternirende Ströme in linearen Leitern in Folge der Induction.

795 Die bisher besprochenen Gesetzmässigkeiten der inducirten Ströme gelten nur unter Annahme der §. 774 erwähnten vereinfachenden Bedingungen. Können dieselben nicht als richtig angenommen werden, so compliciren sich die Erscheinungen, und es können sogar abwechselnd gerichtete, **alternirende Ströme** in den Schliessungskreisen auftreten.

Wir wollen zuerst die Dauer der Fortpflanzung der in einem Theil eines Leiters inducirten Ströme zu anderen Theilen desselben, also die Zeitdauer der Ladung der Oberfläche der vom Strom durchflossenen Dräthe vernachlässigen und nur annehmen, dass das Potential, entgegen dem Verhalten bei Anwendung einer galvanischen Säule, an den Enden des die Pole derselben verbindenden Leiters nicht constant bleibe.

Solche Verhältnisse treten z. B. auf, wenn ein Conductor von einer bestimmten Capacität, z. B. eine Leydener Batterie durch einen Drath zur Erde entladen wird. Indem sich die Elektricitäten derselben durch den Leitungsdrath allmählich ausgleichen, ändert sich die Ladung der Batterie und das Potential an ihren Belegungen. Schon **Helmholtz**[1]) hatte die Entladung der Batterie als ein Hin- und Herschwanken der Elektricität zwischen beiden Belegungen aufgefasst, bei welchem die lebendige Kraft der Elektricität sich allmählich in Wärmebewegung umsetzt.

---

[1]) **Helmholtz**, Erhaltung der Kraft S. 44, Berlin 1847*.

Eine Berechnung hierüber ist von W. Thomson[1]) angestellt worden. 796

Es sei die Quantität der in einem Conductor angehäuften Elektricität gleich $Q$, und es enthalte der ableitende Drath in jedem Moment eine gegen die Elektricität des Conductors geringe Elektricitätsmenge. — Der Conductor enthalte zu einer bestimmten Zeit $t$ nach der Verbindung mit der Erde die Elektricitätsmenge $q$. Fliesst durch den Drath in der Zeit $dt$ die Elektricitätsmenge $dq$ ab, so ist die Stromintensität in demselben in mechanischem Maass (s. w. u.):

$$i = -\frac{dq}{dt} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 1)$$

Ist nun $C$ die Elektricitätsmenge, durch welche der Conductor so stark geladen würde, dass das Potential der Elektricität auf sich selbst gleich Eins wäre, so ist dies Potential bei der Ladung $q$ gleich $V_q = \frac{1}{2}\frac{q^2}{C}$. Dieses Potential ändert sich beim Abfliessen der Elektricität in der Zeit $dt$ um $-dV_q = -d\left(\frac{1}{2}\frac{q^2}{C}\right) = -\frac{q}{C}\,idt$. — Diese Aenderung muss der bei der Entladung der Elektricitätsmenge $dq$ in dem Leiter gethanen Arbeit gleich sein. Dieselbe besteht aus zwei Theilen: einmal aus der directen Wärmeentwickelung im Drath, welche der Arbeit $i^2 r dt$ entspricht, wo $r$ der Widerstand des Drathes, d. h. das mechanische Aequivalent der durch den Strom Eins in ihm erzeugten Wärme ist; zweitens aus der in Folge der Inductionswirkungen erforderlichen Arbeit zur Herstellung des Stromes. — Dächten wir uns die eine Hälfte des Drathes über die andere umgelegt, so entstände beim plötzlichen Hindurchleiten des Stromes kein Inductionsstrom in ihm. Denken wir also den vom Strom $i$ durchflossenen Drath aus jener Lage in seine wirkliche Lage gebracht, so ist dabei dieselbe Arbeit erforderlich, wie die beim Entstehen des Stromes in ihm verbrauchte Arbeit. Diese Inductionswirkung wird also im Allgemeinen $i^2$ proportional, d. i. gleich $\frac{1}{2} A i^2$ gesetzt werden können. Es ist also die zur Ueberwindung derselben in der Zeit $dt$ gebrauchte Arbeit, während deren sich $i$ um $di$ ändert, $d(\frac{1}{2} A i^2) = A i di$. Wir erhalten so die Gleichung

$$\frac{q}{C}\,idt = A i di + r i^2 dt \quad \ldots \ldots \ldots \quad 2)$$

Bei Elimination von $i$ folgt aus 1) und 2):

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{r}{A}\frac{dq}{dt} + \frac{1}{CA}\,q = 0 \quad \ldots \ldots \ldots \quad 3)$$

welche Gleichung die Lösung $q = ke^{\lambda t} + k'e^{-\lambda_1 t}$ hat, in der $\lambda$ und $\lambda_1$ die Wurzeln der Gleichung $x^2 + \frac{r}{A}x + \frac{1}{CA} = o$ sind, also gleich

---

[1]) W. Thomson, Phil. Mag [4] Vol. V, p. 393. 1855*.

$-\frac{r}{2A} \pm \sqrt[2]{\frac{r^2}{4A^2} - \frac{1}{CA}}$ sind. Je nachdem dieselben reell oder imaginär werden, also je nachdem $C >$ oder $< \frac{4A}{r^2}$ ist, lässt sich die Lösung unter Berücksichtigung, dass für $t = o$ auch $q = Q$ und $i = o$ sein muss, folgendermaassen schreiben:

Erstens wenn $\lambda$ und $\lambda_1$ reell sind:

$$q = \frac{Q}{2aA} e^{-\frac{r}{2A}t} \left\{ \left(aA + \frac{r}{2}\right) e^{at} + \left(aA - \frac{r}{2}\right) e^{-at} \right\}$$
$$i = \frac{Q}{2aAC} e^{-\frac{r}{2A}t} \left\{ e^{at} - e^{-at} \right\}, \quad \ldots \quad 4)$$

wo $a = \left(\frac{r^2}{4A^2} - \frac{1}{CA}\right)^{\frac{1}{2}}$ ist.

Sodann wenn $\lambda$ und $\lambda_1$ imaginär sind:

$$q = \frac{Q}{a'A} e^{-\frac{r}{2A}t} \left\{ a' A \cos a't + \frac{r}{2} \sin a't \right\}$$
$$i = \frac{Q}{a'AC} e^{-\frac{r}{2A}t} \sin a't \quad \ldots \ldots \quad 5)$$

wo $a' = \left(\frac{1}{CA} - \frac{r^2}{4A^2}\right)^{\frac{1}{2}}$ ist.

Im ersten Fall, wo die Werthe $\lambda$ und $\lambda_1$ reell sind, nimmt mit wachsendem $t$ der Werth $i$ erst langsam zu und dann wieder ab. Die Entladung ist continuirlich.

Besässe der Conductor in diesem Fall eine unendlich grosse Capacität $C$ und Ladung $Q$, so dass das Verhältniss $\frac{Q}{C} = V$ wäre, so würde die Entladung so vor sich gehen, wie wenn eine constante Elektricitätsquelle, z. B. der Pol einer Säule, an dem das Potential der Elektricität $V$ wäre, mit der Erde durch einen Drath verbunden wäre. Dann wäre nach 4):

$$i = \frac{V}{r}\left(1 - e^{-\frac{r}{A}t}\right) \quad \ldots \ldots \ldots \quad 6)$$

eine Gleichung, welche mit der §. 775 entwickelten Formel für das Ansteigen eines Stromes nach der Schliessung völlig übereinstimmt.

Sind aber $\lambda$ und $\lambda_1$ imaginär, so nimmt $i$ abwechselnd entgegengesetzte Werthe an und es bilden sich so alternirende Ströme. — Ebenso ist die Ladung $q$ abwechselnd positiv und negativ. Ihre auf einander folgenden Maxima treten zu den Zeiten ein, wo $i$ gleich Null ist, und sind abwechselnd $+ Q$, $- Qe^{-\frac{r\pi}{2Aa'}}$, $+ Qe^{-\frac{2r\pi}{2Aa'}}$ u. s. w. Je grösser also der

Widerstand $r$ ist, desto schneller nimmt die Intensität des Strommaxima ab. —

Die Intensität des Stromes ist ein Maximum, wenn $\frac{di}{dt} = o$, d. i. $tg\, a' t = \frac{2 A a'}{r}$ ist. Berechnet man hieraus den für den ersten Quadranten geltenden Werth $\vartheta$ von $a' t$, so treten diese Maxima ein zu den Zeiten $t_1 = \frac{\vartheta}{a'}$, $\frac{\vartheta + \pi}{a'}$, $\frac{\vartheta + 2\pi}{a'}$ u. s. w., also in Zwischenräumen, welche gleich $\frac{\pi}{a'}$ oder gleich $\pi \left(\frac{1}{CA} - \frac{r^2}{4A^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$ ist. Diese Zwischenzeiten nehmen also zu, je kleiner $a'$ ist oder je grösser $C$ und $A$ sind und ebenso, je grösser $r$ ist. Ist der Widerstand $r$ sehr klein, so dass das zweite Glied von $a'$ gegen das erste zu vernachlässigen ist, so würden die Zwischenzeiten gleich $\pi \sqrt{CA}$. Dann ist also die Zwischenzeit zwischen zwei Strommaximis der Quadratwurzel aus der Capacität des entladenen Conductors und aus der Stärke der Inductionswirkung der einzelnen Theile der Leitung auf einander proportional.

Ist $A$ unendlich klein, also etwa die Spirale, welche den Schliessungsbogen bildet, aus zwei parallelen Dräthen gewunden, in denen der Strom die entgegengesetzte Richtung hat, so fällt aus der Gleichung 2) das $A$ enthaltende Glied heraus und die Lösung der Gleichung wird

$$q = Q e^{-\frac{t}{Cr}}.$$

Es finden also hier keine alternirenden Ladungen und Ströme statt.

Wie wir oben gesagt, sind die Wurzeln $\lambda$ und $\lambda_1$ reell oder imaginär, je nachdem $C$ grösser oder kleiner als $\frac{4A}{r^2}$ ist. Wird daher der Widerstand $r$ zuerst sehr gross genommen, so wird anfangs die Entladung continuirlich sein; wird der Widerstand $r$ verkleinert, so wird bei einem Grenzwerth $r = 2\sqrt{\frac{A}{C}}$ die Entladung oscillatorisch werden.

Setzt man $\int_0^\infty i^2 dt = z$ und $\int_0^\infty i dt = y$, so ist die mittlere Intensität 797
des Entladungsstromes $J_m = \frac{z}{y}$, die Dauer der Entladung $T = \frac{y^2}{z}$. Aus den Gleichungen 4) und 5) folgt aber $z = \frac{1}{2}\frac{Q^2}{rC}$, $y = Q$. $z$ ist dann zugleich proportional der im Schliessungskreise erzeugten Wärmemenge, $y$ seiner galvanometrischen Wirkung. — Ferner ist

$$J_m = \frac{Q}{2rC}; \quad T = 2rC \quad \ldots\ldots\ldots \quad 7)$$

d. h. die Entladungsdauer ist unabhängig von der Quantität der im Conductor angehäuften Elektricität, proportional der Capacität des Conductors und dem Leitungswiderstande des Entladungsdrathes, dessen Aenderung durch die Temperaturerhöhung bei der Entladung wir vernachlässigen. Die Intensität des Entladungsstromes ist aber der Quantität $Q$ direct, dem Widerstand des Entladungsdrathes und der Capacität $C$ des Conductors umgekehrt proportional.

798 Bei der Entladung einer Leydener Batterie durch verzweigte Leitungen treten gleichfalls oscillirende Entladungen auf. Die dabei erzeugte Erwärmung der einzelnen Zweige ist von Feddersen[1]) behandelt worden.

Es sei $r$ der Widerstand der gesammten Schliessung und $r_1\, r_2\, r_3$ die Widerstände, sowie $a_1\, a_2\, a_3$ die elektrodynamischen (dem Werthe $A$ der obigen Entwickelung entsprechenden) Constanten der einzelnen Zweige, und ferner, wie oben, $C$ die Capacität und $Q$ die Elektricitätsmenge der Batterie. Es werde ferner vorausgesetzt, dass die Entladung eine oscillatorische ist und die Inductionswirkungen der einzelnen Zweige auf einander vernachlässigt werden können. Dann sind am Ende der Entladung durch die einzelnen Zweige Elektricitätsmengen gegangen, welche sich durch $\frac{Q r_2 r_3}{r_1 r_2 + r_1 r_3 + r_2 r_3}$, $\frac{Q r_1 r_3}{r_1 r_2 + r_1 r_3 + r_2 r_3}$ und $\frac{Q r_1 r_2}{r_1 r_2 + r_1 r_3 + r_2 r_3}$ ausdrücken lassen und den Widerständen der Zweige umgekehrt proportional sind, eben wie beim Durchgang eines constanten Stromes. Die galvanometrische Wirkung ist also den gewöhnlichen Berechnungen der Stromverzweigung entsprechend.

Dagegen wird die Erwärmung im ersten Zweige proportional

$$\frac{r_1 Q^2}{2 r C}\left(\frac{a_2 a_3}{a_1 a_2 + a_2 a_3 + a_1 a_3}\right)^2$$

und analog in den anderen Zweigen. Es treten also hier die elektrodynamischen Constanten $a$ an die Stelle der Widerstände $r_1\, r_2\, r_2$ der einzelnen Zweige, wie sie in dem Joule'schen Gesetz für die Berechnung der Erwärmung einer verzweigten Leitung durch einen constanten Strom vorkommen.

Die Erwärmungsgesetze sind also für die Entladung der Leydener Batterie und den constanten Strom nicht dieselben, da nur in ganz besonderen Fällen die Werthe $a$ und $r$ einander proportional sein können.

799 Die bei der Entladung der Leydener Flasche durch einen Schliessungsdrath oder kurze Flüssigkeitssäulen auftretenden alternirenden Ströme werden von dem bei der Entladung auftretenden Entladungsfunken, dessen Widerstand sich nicht ohne Weiteres berechnen lässt,

---

[1]) Feddersen, Ber. d. K. Sächs. Gesellsch. d. Wissensch. 1866, S. 231*.; Pogg. Ann. Bd. CXXX, S. 439. 1867*.

wesentlich beeinflusst, so dass die Verhältnisse sich nicht so einfach, wie in der Rechnung gestalten.

Der Vollständigkeit halber wollen wir hier kurz die wesentlichsten dieser eigentlich in das Gebiet der Reibungselektricität gehörenden Beobachtungen behandeln, welche wir zuerst **Feddersen**, dann **Paalzow** und **von Oettingen** verdanken.

**Feddersen**[1]) befestigte an einer bis zu 100mal in der Secunde sich umdrehenden, verticalen Axe, deren Drehungsgeschwindigkeit vermittelst einer bis auf $^1/_5$ Secunden zu arretirenden Uhr zu bestimmen war, zwei mit ihren Rücken gegen einander gekehrte Hohlspiegel. Vor der Axe wurde der Entladungsschlag einer Batterie von 1 bis 16 Leydener Flaschen von $0{,}2006 \square^m$ innerer Belegungsfläche und 4 bis $5^{mm}$ Wanddicke durch zwei neben einander befindliche Paare von je zwei über einander stehenden Metallkugeln geleitet, und das Bild der Funkenentladungen zwischen denselben durch die Hohlspiegel entweder auf eine matte oder eine photographisch präparirte Glasplatte geworfen. Für letztere Methode empfiehlt sich namentlich die Anwendung von Zinnelektroden. 800

Bei etwas längerem Schliessungskreise erscheinen hierbei die Entladungen als ein hellerer Streifen, der sich allmählich in der gegen das verticale Bild des einzelnen Funkens senkrechten, horizontalen Richtung abschattirt und bei geringerem Widerstande des Schliessungskreises in einzelne, von Zwischenräumen getrennte, der verticalen Funkenbahn parallele Streifen getheilt ist, die den einzelnen Maximis der alternirenden Entladungen entsprechen. Wie aus der Rechnung des §. 796 folgt, nimmt der Abstand der Streifen, also die Zwischenzeit zwischen zwei Entladungen mit Zunahme des Widerstandes (Einschaltung von etwas über $3^{mm}$ weiten Röhren mit verdünnter Schwefelsäure oder Neusilberdrath) zu. Zugleich nimmt aber auch ihre Helligkeit ab, so dass nach einander immer weniger Streifen zu beobachten sind.

Ferner war der Abstand der Streifen von der Stärke der Ladung $Q$ der Batterie oder der Schlagweite derselben unabhängig und nahm mit der Quadratwurzel aus der elektrischen Oberfläche, oder wenn z. B. eine Batterie nach Verbindung ihrer inneren Belegung mit der einer anderen Batterie durch den Schliessungsdrath entladen wurde, mit der Quadratwurzel aus der Capacität $C$ der Batterie ab, was bei kleinen Widerständen der Schliessung wiederum mit den oben entwickelten Formeln im Allgemeinen übereinstimmen würde.

Wurde der $105{,}26^m$ lange Schliessungsbogen in zwei parallelen Parallelogrammen von $15{,}5^m$ Länge und $3{,}5^m$ Breite aufgewunden und wurden dieselben einander genähert oder von einander entfernt, so nahm

[1]) **Feddersen**, Ber. der K. S. Gesellsch. d. Wissenschaften 1859. S. 171*; 1861. S. 13*; Pogg. Ann. Bd. CVIII, S. 497. 1859*; CXII, S. 452; CXIII, S. 437, 1861; CXVI, S. 132. 1861.

die Oscillationsdauer mit Zunahme des Abstandes der Windungen zu, wenn der Strom in beiden entgegengerichtet war, sie nahm ab, wenn der Strom darin gleichgerichtet war. Die Verstärkung der Inductionswirkung $A$ vermehrte also jedesmal die Oscillationsdauer, wie ebenfalls aus den Formeln des §. 796 folgen würde.

Wurde der Widerstand der Schliessung allmählich vergrössert, so trat an Stelle der oscillatorischen Entladung die continuirliche, und zwar nahm der Grenzwiderstand $w$, bei dem der Wechsel eintrat, mit zunehmender Oberfläche $s$ der Batterie nach dem Gesetz $w = as^{-\frac{1}{2}}$ ab; was ebenfalls mit obigen Formeln stimmt.

Um eine Vorstellung von der Dauer der Oscillationen bei diesen Versuchen zu geben, mag es genügen, anzuführen, dass z. B. bei Entladung von 10 Flaschen von je 0,2006 □$^{m}$ Oberfläche durch einen Schliessungsbogen von 5,26$^{mm}$ Länge und 1,35$^{mm}$ Dicke von Kupferdrath die Oscillationsdauer 0,000000132, bei einem Bogen von 1343$^{m}$ aber 0,0000398 Secunden betrug, wobei freilich noch unberechenbare Inductionswirkungen in einzelnen Theilen der Leitungen eintreten konnten.

801 In ähnlicher Weise kann man nach Paalzow[1]) die alternirenden Entladungen einer Leydener Flasche nachweisen, wenn man sie durch eine Geissler'sche Röhre leitet. Bei kurzem Schliessungsbogen bemerkt man an dem Auftreten des blauen Glimmlichtes an beiden Elektroden, und bei Einwirkung des Magnetes durch die Theilung der Entladung in zwei zu beiden Seiten des Rohres liegende Lichtstreifen die abwechselnde Richtung der Elektricität. Wird der Schliessungsbogen verlängert, so bleibt das Glimmlicht auf die eine Elektrode concentrirt, der Magnet zerlegt die Entladung nicht, sie ist einseitig gerichtet. Stellt man die Röhren (Spectralröhren) in verticaler Lage vor einem um eine verticale Axe rotirenden Spiegel auf und wirft das Bild auf eine matte Glastafel, so theilt sich dasselbe in eine Anzahl Einzelbilder, die den auf einander folgenden Partialentladungen entsprechen. Auch hier leuchtet bei kurzem Schliessungsbogen in den einzelnen Bildern abwechselnd die eine und die andere Elektrode. Ebenso glüht bei der Entladung der Leydener Flasche durch eine 0,5$^{mm}$ lange Luftstrecke zwischen zwei dünnen Platindräthen von 0,1$^{mm}$ Dicke nur der negative Drath, wenn ein eingeschaltetes Geissler'sches Rohr einfache, es glühen beide Dräthe, wenn das Rohr alternirende Entladungen zeigt.

Ganz ähnliche Resultate erhält man, wenn man den Schliessungskreis einer Leydener Batterie durch ein Funkenmikrometer unterbricht; dieselbe so stark ladet, dass ein Funken überschlägt und nun die rückständige Ladung der Batterie durch einen zweiten Schliessungskreis leitet, der ein Galvanometer enthält. Die verschiedene Stärke der Ablenkung

---

[1]) Paalzow, Pogg. Ann. Bd. CXII, S. 567. 1861*; CXVIII, S. 178. 357. 1863*.

der Nadel des letzteren in entgegengesetzten Richtungen zeigt ein Alterniren der rückständigen Ladung der Batterie. Die Resultate, deren ausführlichere Betrachtung nicht hierher gehört, schliessen sich im Allgemeinen den oben angeführten an[1]).

In anderer Art können sich alternirende Ströme bilden, wenn z. B. 802
in einer beiderseits geöffneten Inductionsspirale durch Oeffnen des Stromes in einer daneben liegenden, inducirenden Spirale ein Strom inducirt wird, durch welchen die entgegengesetzten Elektricitäten gegen das Ende der Inductionsspirale getrieben werden. Dieselben fliessen sodann wieder rückwärts durch die Spirale zu einander und gleichen sich aus, indem dabei ein dem inducirten Strom entgegengerichteter Strom entsteht, der wiederum einen ihm selbst entgegengesetzten Extrastrom in der Spirale erzeugt u. s. f. Sind die Enden der Inductionsspirale mit einem Condensator verbunden, der sich durch den Inductionsstrom ladet, oder ist das eine Ende der Spirale mit einem Condensator, das andere mit der Erde verbunden, so werden in gleicher Weise durch die Rückentladung des Condensators in der Spirale entgegenlaufende Ströme entstehen, welche selbst wieder zum Auftreten alternirender Ströme nach den §. 796 u. flgde. entwickelten Gesetzen Veranlassung geben können.

Am einfachsten werden sich diese Erscheinungen gestalten, wenn die ganze Inductionsspirale gleichmässig der Inductionswirkung ausgesetzt ist, die elektrostatischen Ladungen also an allen Stellen der Spirale sich gleichzeitig herstellen. Ist dies nicht der Fall, so werden wir auch die Zeit der Ladung der einzelnen Stellen der Oberfläche des Spiraldrathes zu berücksichtigen haben. Wird also z. B. der eine Pol einer Säule mit der Erde und der andere Pol derselben mit dem einen Ende *A* einer Drathspirale verbunden, deren anderes, neben *A* liegendes Ende *E* zur Erde abgeleitet ist, so tritt zuerst an dem Ende *A* der Spirale der Strom in dieselbe ein und ladet die Oberfläche des Drathes daselbst. Hierdurch entsteht in dem Ende *E* der Spirale ein entgegengerichteter inducirter Strom, der von der Erde zur Spirale hinfliesst und der rückwärts einen, dem ursprünglichen gleichgerichteten tertiären Strom in dem Ende *A* der Spirale inducirt u. s. f. Wenn sich allmählich die elektrostatische Ladung bis zum Ende *E* der Spirale ausgebreitet hat, so wird nun der Strom in diesem Ende von der Spirale zur Erde fliessen und bei seinem Entstehen durch die Induction eines entgegengerichteten Stromes den Strom am Ende *A* der Spirale schwächen können u. s. f. — So bilden sich am Ende *E* der Spirale abwechselnd gerichtete alternirende Ströme. — Je nach der Ladungszeit und der Form der Spirale können diese Verhältnisse sehr verschieden ausfallen.

Beim Loslösen der Spirale von der Säule können die analogen Erscheinungen eintreten.

---

[1]) A. v. Oettingen, Pogg. Ann. Bd. CXV, S. 513. 1862*.

Windet man die Spirale aus zwei parallel neben einander liegenden Dräthen $AB$ und $A_1 B_1$, deren neben einander liegende Enden $A$ und $A_1$ mit einander verbunden sind, während z. B. $B_1$ mit der Erde, $B$ mit dem nicht zur Erde abgeleiteten Pol der Säule verbunden wird, so treten an den Enden $B_1$ der Spirale dieselben Erscheinungen auf, obgleich nach den gewöhnlichen Anschauungen und bei verschwindend kleiner Ladungszeit in einer so gewundenen Spirale überhaupt keine Inductionsströme entstehen. — Man muss daher bei der Prüfung der Fortpflanzung der Elektricität vom einen Ende eines Drathes zum anderen selbst bei Anwendung solcher Spiralen mit grosser Vorsicht verfahren.

Verbindet man die beiden Enden einer Spirale mit den Polen einer Säule, so werden ebenfalls in Folge der nun von beiden Enden erfolgenden Ladung der Spirale ähnliche Inductionswirkungen auftreten, die sich durch eine abwechselnde Verstärkung und Schwächung des primären Stromes in den verschiedenen Theilen der Spirale kundgeben.

803 Oscillatorische Entladungen in Inductionsspiralen, deren Enden mit Conductoren verbunden sind, hat Helmholtz[1]) beobachtet, und zwar in einem ununterbrochenen Schliessungskreise, bei dem also die durch etwaiges Auftreten von Funken an einer Unterbrechungsstelle verursachten Störungen fortfielen.

Ein schweres eisernes Pendel, dessen Lager an der Mauer befestigt war, trug unten zwei mit Achatplatten belegte Hervorragungen, welche beim Durchgang des Pendels durch die Gleichgewichtslage gegen die stählernen Enden zweier leichter Hebelchen gegenschlugen, durch deren Bewegung einmal die Stromesleitung der inducirenden Spirale eines du Bois'schen Schlittenapparates geöffnet, sodann ein zweiter Kreis geöffnet wurde, der die inducirte Spirale desselben Apparates enthielt. Das eine Hebelchen war auf einer Unterlage befestigt, das andere konnte durch eine Mikrometerschraube verschoben werden, aus deren Stellung, unter Berücksichtigung der Geschwindigkeit des Pendels die Zeit zwischen dem Oeffnen beider Stromkreise bis auf $^1/_{23117\,0}$ Secunde bestimmt werden konnte.

Die Enden der inducirten Spirale waren mit den Belegungen einer Leydener Batterie verbunden, welche sich bei dem Oeffnen des inducirenden Kreises durch den, dem Strom in demselben gleichgerichteten Inductionsstrom lud und sodann in Oscillationen rückwärts entlud. Während derselben wurde durch obigen Apparat die inducirte metallische Leitung unterbrochen. Zugleich blieb aber eine Nebenleitung zu derselben geschlossen, welche den Nerven eines stromprüfenden Froschschenkels enthielt, der ganz und gar in $^1/_2$ procentige Kochsalzlösung eingelegt war. In die Lösung tauchte als Elektrode ein Platinblech. Das

---

[1]) Helmholtz, Verhandl. des naturhist. medic. Vereins zu Heidelberg 1869. 30. April. S. 353*. Beschreibung des Apparates auch Monatsber. der Berl. Akad. 1871. 25. Mai. S. 295*.

Ende des Nerven war in ein ebenfalls mit der Lösung gefülltes Glasröhrchen gezogen, in welches ein Platindrath tauchte.

Erst wenn die Unterbrechung des metallischen Kreises der inducirten Leitung erfolgte, floss ein merklicher Theil des Stromes durch den Nerven. Man kann an der Stärke der Zuckung erkennen, zu welchen Zeiten die Elektricität der Spirale am stärksten dem Nerven zuströmt, wann also die Intensität des Stromes in der Spirale ein Maximum ist, umgekehrt also wann die Belegungen der Batterie am schwächsten geladen sind. Die Stärke der Zuckung bestimmt zugleich die Richtung des Stromes, je nachdem er im Nerven auf- oder absteigt. Tritt dagegen die Verbindung mit dem Nerven zu einer Zeit ein, wo die Stromesrichtung in der Spirale wechselt, die Batteriebelegungen also besonders stark geladen sind, so fliesst der nur allmählich ansteigende Strom durch einen Kreis von so grossem Widerstand durch den Nerven, dass er ihn viel schwächer erregt. Die Zeit zwischen der Oeffnung beider Kreise wurde durch Verstellung des einen Hebelchens mittelst der Mikrometerschraube regulirt und dann die inducirte von der inducirenden Spirale so weit entfernt, dass gerade eine Zuckung zu beobachten war; diese Entfernung war grösser oder kleiner, je nachdem der Strom in der Inductionsspirale im Maximum seiner Intensität war oder nicht.

Bei Anwendung eines Grove'schen Elementes konnte man im Ganzen etwa während $^1/_{50}$ Secunde Oscillationen der Entladung wahrnehmen, und zwar betrug das Intervall zwischen zwei Oscillationen, die bis zur 45ten wirklich beobachtet werden konnten, mit einer gewöhnlichen Leydener Flasche $^1/_{2164}$ Secunde. Bei Vereinigung mehrerer Flaschen fiel die Zahl der Oscillationen etwas grösser aus, als aus der Capacität der Flaschen folgen würde, da die Enden der Spirale selbst sich laden und die Influenz der inneren Windungen durch die Seide hindurch diese Elektricitätsanhäufung steigert.

Auch in einer einerseits ganz isolirten, andererseits mit der Erde verbundenen Spirale, bei der die Nebenleitung mit dem Nerven in die Verbindung mit der Erde eingeschaltet war, beobachtete Helmholtz (l. c.) Oscillationen, die sehr schnell waren (etwa 7300 in der Secunde) und schnell an Intensität abnahmen. 804

Ist die Spirale durch einen sehr schlecht leitenden Körper, z. B. einen Nerven, geschlossen, so werden ähnliche Schwankungen eintreten können.

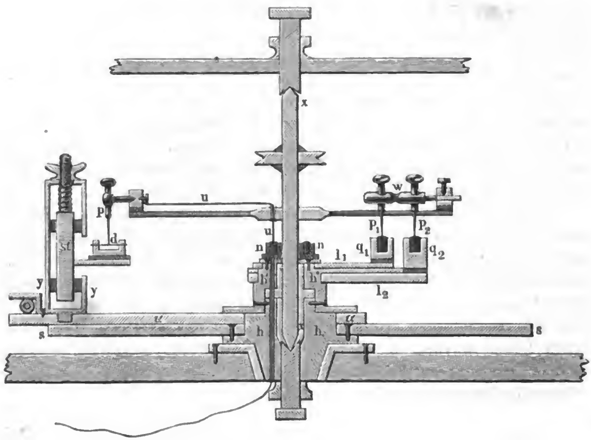
Aehnliche Versuche sind von Bernstein[1]) angestellt worden.

In der Mitte eines Theilkreises $s$ rotirt eine Axe $x$, welche ein Rad von Messing trägt. An diesem ist einerseits die Doppelklemme $w$ zur Aufnahme von zwei feinen Stahlspitzen $p_1$ und $p_2$, andererseits die Klemme $m$ befestigt, welche die Stahlspitze $p$ trägt. Diese Spitzen sind

1) Bernstein, Pogg. Ann. Bd. CXLII, S. 54. 1871*.

gegen die Rotationsrichtung etwas nach rückwärts geneigt und gegen dieselbe nach beiden Seiten hin schneidenartig zugeschärft. Auf das Axenlager, welches die Axe $x$ unterhalb umgiebt, sind zwei Messinghülsen $h$ und $h_1$ aufgeschliffen, von denen $h'$ an zwei Messingarmen $l_1$ und $l_2$ zwei rinnenförmige Quecksilbernäpfe $q_1$ und $q_2$ von Stahl trägt; $h$ eine Schraubenvorrichtung $yst$ trägt, vermöge deren ein ⊔förmiges Messingstück gehoben und gesenkt werden kann, über welches ein dünner Kupferdrath $d$ in der Richtung des Radius des Kreises $s$ ausgespannt ist. Die Spitze $p$ wird so gestellt, dass sie bei der Rotation Drath $d$ ge-

Fig. 313.




rade berührt. Durch eine an dem Theilkreise $s$ angreifende Mikrometerschraube kann $y$ und Drath $d$ um einen bestimmten Winkel gedreht werden. Die Spitze $p$ ist durch Drath $u$ mit einem ringförmigen Quecksilbernapf $n$, und dieser mit einem weiter nach unten führenden Drath verbunden. Zuerst wurde eine Kette durch diese Dräthe, Spitze $p$, Quecksilbernapf $d$, Napf $q_1$, Spitzen $p_1$ und $p_2$ und Napf $q_2$ geschlossen und die Axe in Rotation versetzt. Nun wurden die Stellungen $S_1$ und $S_2$ des den Drath $d$ tragenden Stativs beobachtet, bei denen hierbei ein in den Stromkreis eingefügtes Galvanometer einen Strom anzugeben begann und aufhörte.

Sodann wurde zwischen die Quecksilbernäpfe $q_1$ und $q_2$ eine Kette und die inducirende Spirale eines du Bois'schen Schlittenapparates eingefügt, in den Schliessungskreis von $d$ und $p$ aber die Inductionsspirale

(von 6894 Windungen) und ein Galvanometer eingefügt, und bei der Rotation der Axe der Ausschlag desselben bemerkt, während allmählich der Schieber *y* mit Napf *d* so gedreht wurde, dass die Schliessung der Inductionsrolle eine bestimmte Zeit nach der Oeffnung der inducirenden Rolle (bei einem bestimmten Abstand *g* der Stellung von *y* von der Stellung $S_2$) momentan durch Spitze *p* erfolgte. Dabei ergaben sich abwechselnd positive und negative Ausschläge, die immer mehr abnehmen. Stets dauerte die erste Oscillation länger als die folgenden, wohl weil die Oeffnung des inducirenden Stromkreises nicht plötzlich erfolgte. Die späteren Oscillationen waren dann ganz regelmässig. Ihre Dauer betrug bei Anwendung eines Grove'schen Elementes 0,0005, bei der eines Daniell'schen Elementes 0,0001 Secunde. Im Ganzen konnten bei Anwendung zweier Grove'scher Elemente die Oscillationen während einer Zeit von etwa 0,0014, bei einem Daniell'schen Element während etwa 0,0007 Secunden beobachtet werden.

Wurde die Inductionsspirale durch einen du Bois'schen Rheochord dauernd geschlossen und wurden die Verbindungsstellen der Spirale mit dem Rheochord mit dem Napf *d* und der Spitze *p* des Rotationsapparates unter Einschaltung des Galvanometers in diese Zweigleitung verbunden, so ergaben die Ausschläge des letzteren nur die aus der geschlossenen Inductionsleitung abgeleiteten Ströme. Dieselben waren zu allen Zeiten positiv, d. h. dem inducirenden Strom gleichgerichtet, indess schwankte ihre allmählich abnehmende Intensität auf und nieder. Hiernach glich sich also ein grosser Theil des inducirten Stromes regelmässig durch die Leitungen aus, und nur ein kleiner Theil der bewegten Elektricitäten staute sich durch Bindung an den Unterbrechungsstellen des Inductionskreises an, um dann durch Rückentladung abwechselnd immer schwächer werdende, positive und negative Oscillationen zu erzeugen, die sich zu dem mit abnehmender Stärke in einseitiger Richtung des Galvanometers durchfliessenden Theile des Inductionsstromes addirten. Die Ausschläge konnten hier noch bis nach 0,002 Secunden nach dem Oeffnen beobachtet werden.

Wurden die Enden der inducirten Spirale mit zwei in Kupfervitriollösung tauchenden Kupferplatten verbunden, so dass bei Oeffnung ihres Kreises durch den Rotationsapparat noch eine Nebenschliessung übrig blieb, so konnten keine Oscillationen des Oeffnungsstromes beobachtet werden. Die Induction findet hier langsamer statt, der Inductionsstrom steigt schnell an und fällt sehr langsam ab, so dass noch nach 0,0046 Secunden die Ausschläge zu beobachten sind.

Ganz ähnliche Oscillationen, wie in einer Inductionsspirale, treten auch in der primären Spirale selbst nach dem Oeffnen des Stromes auf. Zum Nachweis derselben waren die Enden derselben einmal unter Einschaltung einer Kette mit den beiden Quecksilbernäpfen $q_1$ und $q_2$, so-

dann durch eine zweite Leitung, die ein Galvanometer enthielt, mit dem Napf *d* und der Spitze *p* verbunden, so dass eine bestimmte Zeit nach der Oeffnung des Stromes beim Abgleiten der Spitzen $p_1$ und $p_2$ von dem Quecksilber in $q_1$ und $q_2$ die Enden der Spirale mit dem Galvanometer verbunden wurden.

Der Oeffnungsstrom tritt hierbei stets im Moment der Oeffnung der Spirale selbst auf und zeigt bei kurzer Spirale (der inducirenden Spirale des du Bois'schen Apparates) nur einige unbedeutende positive und negative Schwankungen. Bei Anwendung einer längeren Spirale, z. B. der Inductionsspirale des Apparates, treten die Oscillationen ebenso deutlich, wie bei den zuerst beschriebenen Versuchen und mit denselben Eigenthümlichkeiten hervor. Da sich derselbe durch *d* und *p* ausgleicht, entsteht bei *q* kein Oeffnungsfunken, der sogleich auftritt, sowie die Verbindung mit *d* und *p* unterbrochen wird.

Wird hierbei, wie bei den ersten Versuchen, eine Nebenschliessung zu der Spirale in dem *d* und *p* enthaltenden Zweige vor dem Galvanometer eingefügt, so zeigen sich weder abwechselnd gerichtete, noch in ihrer Intensität auf und nieder schwankende Ströme.

Der Extrastrom erreicht dann nach $^1/_{10000}$ Secunde sein Maximum, fällt erst schnell, dann langsam ab und ist bis 0,002 Secunde nach der Oeffnung zu verfolgen.

805 Wurde bei diesen Versuchen[1]) statt der Spirale (ohne Nebenschliessung) ein gerader $12^m$ langer, $0{,}5^{mm}$ dicker Kupferdrath eingeschaltet und ein Strom von 4 Grove'schen Elementen angewendet, so erschien im Moment der Oeffnung ein sehr kurz andauernder Strom in demselben, der ihn in derselben Richtung durchfloss, wie der primäre Strom. Die Dauer des so inducirten Extrastromes betrug nur 0,00008 Secunden.

Bei Anwendung eines 18 Ctm. langen, 5 Ctm. breiten und 3 Ctm. hohen, 2 Ctm. hoch mit concentrirter Lösung von schwefelsaurem Zinkoxyd gefüllten Glastroges, in welchem 2 amalgamirte Zinkplatten von 1,5 Ctm. Länge und 2,5 Ctm. Breite in einem Abstand von 14,5 Ctm. eintauchten, an Stelle des Kupferdrathes, also bei Einfügung eines schlechteren Leiters, konnten vermittelst einer Säule von 12 kleinen Grove'schen Elementen sehr deutlich 6 bis 8 abwechselnd gerichtete Oscillationen beobachtet werden, deren Dauer etwa 0,000095 Secunden betrug. Die Oscillationen treten also auch in Elektrolyten auf.

Um den Schwierigkeiten zu entgehen, welche durch eine etwaige

---

[1]) Bernstein, Monatsber. d. Berl. Akad. 1871. 13. Juli, S. 380*.

Ladung des Drathes der Bussole entstehen könnten, dessen eines Ende dauernd mit der Kette verbunden war, wurde an der Stelle, wo dasselbe sich, ebenso wie der gerade Drath, an die Leitung zum einen Pol der Säule anfügte, eine Leitung zur Erde hergestellt.

Aehnliche Oscillationen lassen sich auch bei Füllung des Glastroges mit verdünnter Schwefelsäure zwischen Platinelektroden beobachten.

Ist die Inductionsspirale in einzelnen, der Axe parallelen Lagen 806
über die inducirende Spirale gewunden, so ist das innere Ende der ersteren der letzteren, event. dem in derselben befindlichen Eisenkern näher, als das äussere. Jenachdem also ersteres oder letzteres zur Erde abgeleitet wird, ist die Bindung der am freien Ende der inducirten Spirale bei der Induction angehäuften Elektricität kleiner oder grösser. Es werden sich daher bei Messung der oscillatorischen Rückentladung der Inductionsspirale verschiedene Resultate ergeben. Diese Unterschiede fallen fort, wenn, wie bei den später construirten Inductorien (vgl. das Cap. elektromagnetische Inductionsapparate), die Windungen in einzelnen auf der Axe der Inductionsspirale senkrechten, parallelen Schichten bis zur vollen Dicke der Spirale neben einander gewunden werden.

Schon früher hatte Blaserna[1]) über die oscillirende Entladung in 807
Inductionsspiralen sehr sorgfältige und ausgedehnte Versuche angestellt und dabei das merkwürdige Resultat erhalten, dass zur Fortpflanzung der Inductionswirkung von einem inducirenden zu einem inducirten Kreise durch die Luft oder einen anderen Nichtleiter eine bestimmte Zeit erforderlich sei.

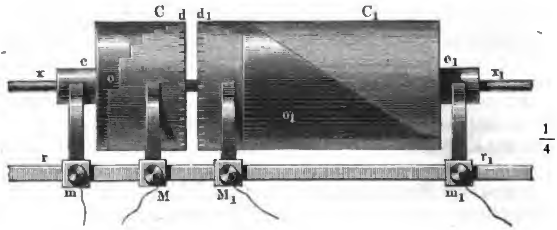
Zwei Holzcylinder $C$ und $C_1$ (Fig. 314 a. f. S.) sind auf eine gemeinsame Axe $xx_1$ aufgeschoben. $C$ ist fest, $C'$ lässt sich gegen $C$ um einen an den Theilungen $dd_1$ messbaren Winkel drehen. Beide Cylinder sind mit Blechstreifen $o$ und $o_1$ von der Gestalt der Zeichnung belegt, und letztere sind mit kleineren metallenen Cylindern $c$ und $c_1$, die auf der Axe $xx_1$ befestigt sind, leitend verbunden. Gegen die Cylinder $CC_1$, $cc_1$ schleifen vier Stahlfedern $m, M, M_1, m_1$, die isolirt von einander sich auf dem Elfenbeinstab $rr_1$ verschieben lassen und dort mit Klemmschrauben verbunden sind. Um den Contact der Stahlfedern völlig sicher zu machen, sind sie an dem unteren Theil des Ständers $L$, Fig. 315 angeschraubt, zu dem die Drathleitungen führen. Oben tragen sie vorn eine kleine, abgeflachte Halbkugel $P$ von Platin, mit der sie gegen den Cylinder drücken, hinten einen Knopf $s$,

---

1) Blaserna, Sul sviluppo e la durata delle correnti d'induzione. Giornale di Science Naturali ed Economiche Vol. VI, Palermo, 1870*. Archives des Sc. phys. et nat. Nouv. Sér. T. XXXVIII, p. 338. 1870*.

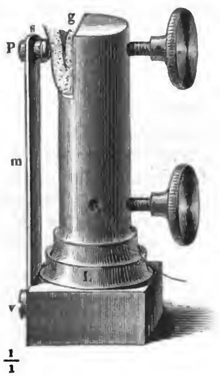
der sich gegen das Gummiband $g$ anlegt. Durch Anziehen der Schraube $v$ kann die Feder gegen den Cylinder gepresst werden. Der Doppel-

Fig. 314.




cylinder wird durch ein Schwungrad mit Treibriemen und eine Zahnradverbindung schnell umgedreht. Die Drehungsgeschwindigkeit (4 bis 60 Umdrehungen in der Secunde) wird durch eine auf seine Axe aufgesetzte Lochsirene gemessen, deren Ton mit dem der verschiedenen Abtheilungen der Saite eines Sonometers verglichen war. Die Schwingungsdauer der letzteren war der einer Stimmgabel von bestimmter Oscillationsdauer gleich gemacht. Wurden sowohl die Federn $m, M$, wie $M_1, m_1$ mit zweien constanten Säulen verbunden, in beide Schliessungskreise Galvanometer eingeschaltet, und wurden dann die Cylinder $CC_1$ langsam gedreht, so konnte man genau beobachten, bei welcher Stellung gerade der durch $m$ und $M$ circulirende Strom durch Abgleiten der Feder $M$ von der Kupferbelegung $o$ aufhörte und bei welcher Stellung die Leitung des durch $M_1 m_1$ geleiteten Stromes durch die Belegung $o_1$ begann. Wurde nun die Axe schnell gedreht, so konnte man hiernach bestimmen, welche Zeit zwischen der Schliessung resp. Oeffnung der Leitung $moM$ und der Leitung $m_1 o_1 M_1$ verging. — Dass das Holz der Cylinder nicht leitete, konnte man leicht durch Verbindung der Federn $M$ und $M_1$ mit der Säule und dem Galvanometer nachweisen.

Fig. 315.




Durch die Federn $mM$ wurde nun der Strom einer constanten Säule geleitet, in deren Schliessungskreis eine graduirte Tangentenbussole ein-

geschaltet war. Derselbe Kreis enthielt eine inducirende Spirale $S$ (von 60 Windungen von mit Seide übersponnenem Kupferdrath, gewunden in 4 Reihen von je 15 Windungen; Dicke des Drathes $1{,}12^{mm}$, Länge der Spirale $18^{mm}$, innerer und äusserer Radius 30,5 und $35^{mm}$). Bei den ersten Versuchen stand dieser Spirale eine gleiche Inductionsspirale gegenüber, die mit den Federn $M_1$ und $m_1$ verbunden war, und deren Schliessungskreis ein graduirtes Galvanometer mit astatischer Nadel enthielt. Wurden die Cylinder $C$ und $C_1$ so gegen einander gestellt, dass der inducirte Stromkreis in den ersten Momenten nach Schliessung des inducirenden eine längere oder kürzere Zeit durch die auf verschiedenen breiteren oder schmaleren Stellen des Metalls $o_1$ schleifenden Federn geschlossen wurde, so konnte der Verlauf des Schliessungsinductionsstromes bestimmt werden. Dabei schleifte die Feder $M$ auf einem so breiten Theil von $o$, dass die Oeffnungsinduction ausgeschlossen war. Bei verschieden schneller Drehung, also bei Verlauf verschieden langer Zeiten zwischen dem Schliessen des inducirenden und inducirten Stromes fanden sich die Resultate der Rechnung von E. du Bois-Reymond (§. 785) im Allgemeinen bestätigt. Stets trat indess der Schliessungsinductionsstrom erst einige Zeit nach der Schliessung des inducirenden Stromes auf, so dass z. B., wenn der inducirte Kreis durch einen sehr schmalen, nur $2^0$ breiten Streifen von $o_1$ geschlossen wurde, bei sehr schneller Drehung der Cylinder kein Inductionsstrom erschien, sondern derselbe sich erst bei langsamerer Drehung plötzlich zeigte, um bei noch langsamerer Drehung wieder zu verschwinden, indem dann die Schliessung durch $o_1$ erst eintrat, nachdem die inducirende Wirkung mehr oder weniger abgelaufen war.

Wurden zwischen die Spiralen Platten von schlecht leitenden Körpern gebracht, so ergab sich eine noch grössere Verzögerung des Schliessungsinductionsstromes. Derselbe trat nach Schliessung des inducirenden Stromes auf

| zwischen den Spiralen | | |
|---|---|---|
| Luft, $13^{mm}$ dicke Schicht | nach 0,000167 | Secunden |
| Schellack, $12^{mm}$ dicke Platte | 0,000450 | „ |
| Schwefel, $12^{mm}$ „ „ | 0,000402 | „ |
| 4 Glasplatten | 0,000373 | „ |

Hieraus berechnet Blaserna, dass die Induction sich in Luft in einer Secunde 270, in Glas 61, in Schellack 57 bis 44, in Schwefel 52, in Pech 30 Meter fortpflanzt, so dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in der Luft nahezu der des Schalls gleich wäre.

Für die Induction bei der Oeffnung findet Blaserna ähnliche Resultate. Der Oeffnungsinductionsstrom entwickelt sich und läuft in einer kürzeren Zeit ab, als der Schliessungsinductionsstrom (z. B. in 0,000275 Secunden, während der letztere 0,000485 Secunden braucht). Auch hier soll eine Verzögerung der Induction eintreten; bei Zwischenbringen einer

Schellackplatte würde die Verzögerung während des ganzen Verlaufs grösser, also bei gleicher Gesammtintensität des Inductionsstromes seine mittlere Intensität kleiner sein als in der Luft.

Je weiter die Spiralen von einander stehen, desto mehr verzögert sich die Zeit $t_m$ des Eintritts des Maximums, da mit abnehmendem Potential die Zeit $t_m$ wächst (vgl. §. 785 u. flgde).

Zum Studium des Verlaufs der Extraströme wurden die Drathverbindungen ein wenig geändert. Um die Schliessungsextraströme zu erhalten, wurden nur die Federn $M$ und $m$ verwendet, und in ihren Schliessungskreis die Säule, die Spirale und das Galvanometer eingeschaltet. Bei der Drehung des Interruptors konnte das Ansteigen des Stromes beobachtet werden. Hätte der Strom eine constante Intensität, so hätte die Ablenkung des Galvanometers unabhängig von der Drehungsgeschwindigkeit constant sein müssen; sie nimmt aber bei kurzer Schliessung und schneller Drehung ab. Nie ging indess die Nadel auf Null, so dass hiernach der Strom unmittelbar mit Beginn der Schliessung zu circuliren beginnt. Er steigt dann erst langsam, dann sehr stark an, fällt wieder schnell und gelangt direct oder nach mehreren Steigungen und Verminderungen der Intensität allmählich zu seiner constanten Intensität. Diese Oscillationen erfolgen um so schneller, je stärker die in die Schliessung eingeschalteten Spiralen den Extrastrom erzeugen.

Ebenso fand Blaserna, als die Schliessung, auch der den Galvanometerspiegel ablenkende Theil derselben, aus geraden, nur in rechten Winkeln gebogenen, im Ganzen $27^m$ langen Dräthen bestand, analoge Oscillationen.

Die Oscillationen hatten anfangs grosse Höhe und kurze Dauer, die späteren waren schwächer und dauerten länger, so dass die Zeiten derselben etwa in einer arithmetischen Progression zweiten Grades lagen, bis die letzten Schwankungen kaum merkbar waren und in den constanten Strom übergingen.

Zur Beobachtung des Oeffnungsextrastromes wird der Strom der Säule durch einen Commutator und die Inductionsspirale geleitet und mittelst $m$ und $M$ zum Cylinder $C$ geführt, wo er bei Drehung des Apparates erst geschlossen, dann geöffnet wird. Die Breite des Kupferstreifens $o$ ist so gewählt, dass der Strom sich völlig entwickeln kann. Zugleich werden von den Enden der Inductionsspirale Dräthe zu $M_1$ und $m_1$ geführt, so dass beim Oeffnen des Stromkreises auf Cylinder $C$ der in der Spirale erzeugte Extrastrom zugleich mit einem Theil des aus der Kette abgeleiteten Stromes durch $M_1$, $m_1$ und Cylinder $C_1$ sich ausglich. Der letztere Theil konnte eliminirt und bestimmt werden, indem der Interruptor auf $C_1$ so gestellt wurde, dass er sich schloss, während noch der Contact in $C$ andauerte, und sich öffnete, ehe der letztere geöffnet war. Dabei ergab sich, dass der Oeffnungsextrastrom sich aus einer Anzahl immer schwächer werdender Oscillationen zusammensetzt, die aber viel schneller erfolgen, als die des Schliessungsextrastromes, und dass der ganze Oeff-

nungsextrastrom in kürzerer Zeit verläuft, als ersterer (in einem Fall nur 0,000260 Secunde). Die erste Oscillation hat dabei ein viel (25mal) grösseres Maximum, als die erste Oscillation des Schliessungsstromes.

Wird in die Nähe der primären Spirale während der Schliessung eine in sich geschlossene Spirale gebracht, so ändern sich die in ersterer stattfindenden Oscillationen. Während ohne letztere Spirale deutlich zwei Oscillationen entstehen, zeigt sich mit derselben das erste Maximum nicht, dagegen zeigt sich ein solches in dem inducirten Strom zur gleichen Zeit, wie vorher in dem inducirenden.

Die von Blaserna beobachtete Verzögerung der Induction bei Fortpflanzung derselben durch grössere Strecken von Nichtleitern ist von anderen Physikern noch nicht bestätigt, und die Vermuthung ausgesprochen worden, dass möglicher Weise trotz aller Vorsicht durch Schwingungen der Federn seines Apparates unregelmässige Contacte mit dem rotirenden Cylinder hervorgerufen wurden, und etwa bei Zwischenbringung von schlecht leitenden Platten zwischen die Spiralen Ströme auch in jenen Platten inducirt worden waren, welche trotz ihrer Schwäche doch secundär die Inductionserscheinung verzögern könnten. Bernstein[1]) beobachtete u. A. bei den §. 804 angeführten Versuchen, dass, mochte die Inductionsspirale des du Bois'schen Schlittenapparats über die inducirende geschoben oder 12 Ctm. von ihr entfernt sein, der Oeffnungsstrom stets zu völlig gleicher Zeit begann und die ersten Oscillationen in beiden Fällen vollständig zusammenfielen. Auch die Zwischenstellung von mehreren Glasplatten zwischen die Spiralen änderte dies Verhalten nicht. Jedenfalls hätte sich eine Verzögerung der Induction, die einer Fortpflanzungsgeschwindigkeit von $1200^m$ in der Secunde entspräche, durch eine Veränderung des zeitlichen Verlaufs der Erscheinung offenbaren müssen. — Auch Helmholtz[2]) hat keine derartige Verzögerung der Inductionswirkung beobachtet. Zwei ringförmige Spiralen von 80 Ctm. Durchmesser, die eine inducirende von $12^1/_4$ Windungen von $1^{mm}$ dickem, mit Guttapercha überzogenem Kupferdrath, die andere inducirte von 560 Windungen von $^1/_2{}^{mm}$ dickem, mit Seide übersponnenem Kupferdrath waren in einem Abstand von 34 bis 170 Ctm. einander gegenübergestellt. In den Kreis der inducirenden Spirale war das eine Unterbrechungshebelchen des §. 803 beschriebenen Apparates eingeschaltet. Das eine Ende der inducirten Spirale war mit der festen, zur Erde abgeleiteten Metallplatte eines Kohlrausch'schen Condensators (Thl. I, §. 16, Fig. 4) verbunden, dessen Platten $^3/_8{}^{mm}$ von einander entfernt waren; das andere Ende war mit der beweglichen Platte des Condensators unter Einschaltung des zweiten Unterbrechungshebelchens verbunden. Beim Niederfallen des Pendels wurde der inducirende Kreis geöffnet. Der in der inducirten 808

1) Bernstein, Pogg. Ann. Bd. CXLII, S. 72. 1871*. — 2) Helmholtz, Monatsber. der Berl. Acad. 1871. 25. Mai. S. 292*.

Spirale erzeugte Elektricitätsstrom lud die bewegliche Platte des Condensators, bis das zweite Hebelchen vom Pendel getroffen wurde. Die Grösse der Ladung der Platte wurde nach Entfernung von der festen Platte an einem Thomson'schen Elektrometer gemessen. Es wurden hierbei die Oscillationen der Entladung bei 34 Ctm. Abstand der Spiralen bis zur 35sten positiven und negativen beobachtet, wobei die Dauer jeder Entladung $^1/_{2811}$ Secunde betrug. Die Veränderung der Entfernung der Condensatorplatten, d. h. die Capacität des Condensators beeinflusste hierbei nur sehr wenig die Oscillationsdauer.

Da der Oeffnungsfunken der inducirenden Spirale eine Zeit andauert, also die Oeffnung allmählich geschieht, ist in Folge dessen der Abstand des ersten Anfangs der Induction, d. h. der erste Nullpunkt der die Oscillation darstellenden Curve (für welche die Abscissen die Zeiten, die Ordinaten die Intensitäten des Stromes in jedem Moment angeben) von dem zweiten Nullpunkt grösser, als der Abstand der folgenden Nullpunkte von einander. Diese Verlängerung der Zeit der ersten ganzen Oscillation oder die Funkendauer beträgt etwa die Zeit von $^1/_{80}$ Oscillation. Aus diesen Beobachtungen lässt sich indess noch ein Schluss darauf ziehen, dass die Inductionswirkung eine bestimmte Zeit braucht, um sich von der inducirenden zur inducirten Spirale fortzupflanzen, denn bei Aenderung des Abstandes der Spirale bis zu 136 Ctm. veränderte sich die Lage der Nullpunkte des inducirten Stromes nicht um $^1/_{231170}$ Secunde. Die Inductionswirkung müsste sich also jedenfalls mit einer grösseren Geschwindigkeit, als 314 400 Meter in der Secunde, fortgepflanzt haben.

## III. Einfluss des zeitlichen Verlaufs der Inductionsströme auf ihre Wirkungen.

809 Die Wirkungen der inducirten Ströme sind theils von dem Verlauf ihrer Bildung unabhängig und nur durch die im Ganzen in denselben durch jeden Querschnitt der Leitung geführten Elektricitätsmenge bedingt; theils sind sie von ihrem zeitlichen Verlauf abhängig.

Zu den ersten Wirkungen gehören die galvanometrischen und chemischen, zu den zweiten die thermischen und elektrodynamischen. Die Beobachtung beider Arten der Wirkung kann dazu dienen, die Zeitdauer der inducirten Ströme insgesammt zu messen.

810 Galvanometrische Wirkungen der Inductionsströme. Lenkt ein galvanischer Strom von kurzer Dauer, also z. B. ein inducirter Strom, eine Magnetnadel ab, indem er die Windungen eines Multiplicators durchfliesst, so ist die aus der Ablenkung der Nadel berechnete ablenkende Kraft proportional dem Producte aus der Intensität des Stromes mit der

Zeit, während welcher er auf die Nadel wirkt. Da nun die Intensität des Stromes proportional ist der durch jeden Querschnitt der Leitung in der Zeiteinheit hindurchgehenden Elektricitätsmenge, so misst also die Ablenkung der Galvanometernadel die gesammte Elektricitätsmenge, welche bei derselben vorbeiströmt.

Wird daher ein Inductionsstrom in einer Drathspirale *B* erregt, indem man den Schliessungskreis einer neben derselben befindlichen und vom Strome durchflossenen Drathspirale *A* einmal langsam und sodann schnell öffnet, so wird dennoch die Nadel eines in den Schliessungskreis der Spirale *B* eingeschalteten Galvanometers einen gleichen Ausschlag zeigen, vorausgesetzt, dass die Zeit des Oeffnens in beiden Fällen so klein ist, dass wir die Ablenkung der Nadel aus ihrer Ruhelage während jener Zeit selbst als verschwindend klein annehmen können, dieselbe also von dem ganzen, während des Processes des Oeffnens inducirten Strome nahezu in der Ruhelage getroffen wird. Wenngleich in beiden Fällen die Intensität der Inductionsströme in gleichen Zeiten nach dem Oeffnen sehr verschieden ist, so ist doch die Summe aller, während der ganzen Zeit des Oeffnens inducirten Ströme gleich, und so auch die galvanometrische Wirkung derselben.

Ebenso zeigt sich durch das Galvanometer die Gesammtintensität des beim Oeffnen und des beim Schliessen eines Stromes in einer benachbarten Spirale erregten Inductionsstromes gleich gross, wenn schon der letztere weit langsamer verläuft, als der erstere.

Auch wenn man zwischen die inducirende und Inductionsspirale 811
Metallhüllen oder Metallplatten oder in sich geschlossene Spiralen einschiebt, in denen beim Oeffnen des inducirenden Kreises Inductionsströme entstehen, welche wiederum inducirend auf die Inductionsspirale wirken und dadurch die Entwickelung der Oeffnungsströme in ihr verzögern, zeigt sich keine Aenderung der galvanometrischen Wirkung [1]).

Dies zeigen auch unter anderen einige Versuche von Faraday [2]).

Es wurde zwischen zwei flache Bandspiralen *A* und *B*, deren Enden mit den beiden Windungsreihen eines Differentialgalvanometers in entgegengesetztem Sinne verbunden waren, eine dritte Bandspirale *C* gestellt, und dieselbe so lange verschoben, bis die Inductionsströme, welche beim Schliessen oder Oeffnen des durch sie hindurch geleiteten Stromes in den Spiralen *A* und *B* erzeugt wurden, gerade einander gleich waren, die Nadel des Galvanometers also in Ruhe blieb. Wurde nun zwischen die eine der beiden Spiralen *A* und *B* und Spirale *C* eine Platte von Schwefel oder auch eine Kupferplatte geschoben, so änderte sich die galvanometrische Gleichheit der in *A* und *B* inducirten Ströme nicht.

---

[1]) Abria, Ann. de Chim. et de Phys. T. VII, p. 464. 1843* und nochmals Lallemand, Ann. de Chim. et de Phys. [4] T. II, p. 454. 1864*. — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. XIV, §§. 1709 bis 1725. 1838*.

Ebenso waren die am Galvanometer gemessenen Intensitäten der Ströme, welche in einer flachen Spirale beim Annähern und Entfernen eines Magnetes inducirt wurden, völlig gleich, mochte nun zwischen die Spirale und den Magnet eine Schwefel- oder eine Metallplatte gestellt werden oder nicht.

Faraday brachte ferner zwei cylindrische Drathspiralen (mit Eisenkernen) oder zwei flache Drathspiralen so neben einander, dass ihre Axen in eine gerade Linie fielen, und zwischen ihren benachbarten Enden ein Zwischenraum von $^7/_4$ Zoll blieb. In diesen Zwischenraum wurde ein Magnetpol gebracht, und die freien Enden der in entgegengesetzter Richtung mit einander verbundenen Spiralen mit dem Galvanometer verbunden. Wurde der Magnetpol festgestellt, und zwischen ihn und die eine oder andere der Spiralen eine Platte von Schellack, Schwefel, Kupfer von 0,7 bis 0,9 Zoll Dicke eingeschoben, so ergab sich nicht die geringste Wirkung, auch nicht, als man die Schellack- oder Kupferplatte rotiren liess. Es heben sich also auch hier die Inductionsströme, welche secundär durch die in der Kupferplatte u. s. f. inducirten Ströme in der benachbarten Drathspirale inducirt worden waren, zusammen völlig auf. — Wurde statt der Kupferplatte eine Eisenplatte zwischen den Magnet und die eine Spirale geschoben, so entstand selbstverständlich ein Inductionsstrom, da dies Verfahren dem Annähern des Magnetes an die Spirale gleich kam.

812 Die chemischen Wirkungen der inducirten Ströme verhalten sich wie die galvanometrischen; die Quantität der durch dieselben abgeschiedenen Ionen ist der gesammten, durch den Elektrolyt hindurchgehenden Elektricitätsmenge direct proportional, also im Ganzen von der Zeitdauer der Inductionsströme unabhängig. — Da indess bei einer abwechselnden Reihe von Schliessungs- und Oeffnungsströmen die in derselben Zeit durch erstere an den Elektroden abgeschiedenen Mengen der Ionen wegen ihres langsameren Verlaufes kleiner sind, als durch letztere, so kann es kommen, dass ein grösserer Theil der durch die Schliessungsströme abgeschiedenen Ionen sich von den Elektroden entfernt, bevor sie sich mit den durch die Oeffnungsströme abgeschiedenen Ionen vereinen, wodurch eine Polarisation der Elektroden im Sinne der letzteren eintreten kann.

813 Bezeichnen wir also die Intensität der Inductionsströme in jedem Zeitelemente mit $i\,dt$, die Zeit ihres Verlaufes mit $t$, so ist die Wirkung auf die Magnetnadel des Galvanometers oder, abgesehen von den erwähnten Nebenumständen, die Menge der in der Zeiteinheit abgeschiedenen Ionen stets gegeben durch die Summe $Q = c\int_0^t i\,dt$, wo $c$ eine Constante ist. Ist diese Summe dieselbe, so bleibt $Q$ ungeändert.

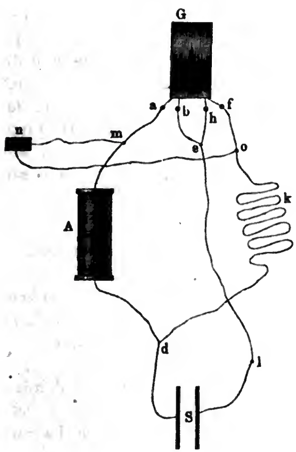
Ganz anders verhält es sich mit den elektrodynamischen Wirkungen der Inductionsströme. 814

Leitet man die Inductionsströme gleichzeitig durch die feste Rolle $S$ und die Bifilarrolle $S_1$ eines Elektrodynamometers, so ist ihre elektrodynamische Wirkung proportional dem Werthe $\int_0^t i^2 dt$, wenn $i$ die Intensität des inducirten Stromes in jedem Moment seines Verlaufes, $t$ seine Zeitdauer ist. Vorausgesetzt, dass in allen Fällen die Gesammtintensität des Inductionsstromes $\int_0^t i dt$ dieselbe bleibt, ist der Werth $\int_0^t i^2 dt$ um so grösser, je kleiner die Zeit $t$ ist, je grösser also in jedem Moment die Intensität $i$ des Inductionsstromes ist.

Leitet man also die Inductionsströme gleichzeitig durch ein Galvanometer und ein Dynamometer, so kann man aus den Angaben beider Instrumente ihre gesammte Zeitdauer und ihre mittlere Intensität während der Zeiteinheit bestimmen (vergl. §. 256).

Für die Messung der Zeitdauer der Extraströme bietet diese Methode insofern Schwierigkeiten dar, als der constante Strom, welcher 815
die Dynamometerrollen durchfliesst, neben den in seinem Schliessungskreise auftretenden Extraströmen eine Ablenkung der Bifilarrolle hervorruft. Es bedarf deshalb besonderer Drathverbindungen, um diesen Uebelstand zu vermeiden. — Eine solche Verbindung ist von Rijke[1]) angegeben worden. Es wurde zu derselben der von Edlund (vgl. §. 744) construirte, Fig. 316 gezeichnete Apparat benutzt, bei welchem nur noch die Punkte $m$ und $o$ der Leitung mit dem Dynamometer $n$ verbunden wurden. Es entspricht

Fig. 316.




[1]) Rijke, Pogg. Ann. Bd. CII, S. 497. 1857*.

dann der Apparat ganz der Wheatstone'schen Drathcombination (Bd. I, §. 168 u. flgde.), in deren Brücke das Dynamometer eingeschaltet ist. Richtet man das Verhältniss der Widerstände der verschiedenen Zweige, $dAm = r_1$, $mabe = r_2$, $dko = r_3$, $ofhe = r_4$ so ein, dass sich $r_1 : r_2 = r_3 : r_4$ verhalten, so ergiebt sich unmittelbar, dass durch den, das Dynamometer enthaltenden Zweig $mno$ der Strom der Säule $S$ nicht fliesst. Oeffnet oder schliesst man also den Zweig $dSe$ z. B. bei $l$, so ist die Ablenkung der Dynamometerrolle stets nur durch den in der Spirale $A$ erzeugten Extrastrom bedingt. Ist der Widerstand des Zweiges $mno = r_0$, so erhält man mit Hülfe der Kirchhoff'schen Formeln die Intensität des Stromes im Zweige $r_0$ gleich

$$i_0 = \frac{E_1 r_2}{r_0 (r_1 + r_2) + r_2 (r_1 + r_3)},$$

wo $E_1$ die elektromotorische Kraft des Extrastromes in der Spirale $A$ ist. Durch einen eigenen Commutator wurde vermittelt, dass stets nach dem Loslösen der Säule von der Verbindung mit $d$ und $e$ ihr ein gleich grosser Widerstand in einem besonderen Schliessungskreise geboten wurde, um so die Einflüsse des Schwankens ihrer elektromotorischen Kraft zu beseitigen. Die regelmässige Schliessung und Oeffnung des inducirenden Stromes bei $l$ wurde durch einen Elektromagnet vermittelt, der durch einen besonderen, durch den Commutator in Thätigkeit gesetzten Strom erregt wurde. Der Elektromagnet zog einen Hebel an und trennte dadurch zwei an und unter demselben befestigte, den Strom der primären Säule leitende Platinstifte, welche bei Unterbrechung des den Elektromagnet erregenden Stromes wieder gegen einander fielen und die Verbindung der Säule $S$ mit den Punkten $e$ und $d$ wieder herstellten.

Trotzdem aus den §. 744 mitgetheilten Versuchen folgt, dass der Oeffnungs- und Schliessungsextrastrom die Nadel des Galvanometers gleich stark ablenken, also gleiche Gesammtintensität besitzen, war doch die Ablenkung der Bifilarrolle des Dynamometers durch beide sehr verschieden.

Sie betrug z. B.

| | | |
|---|---|---|
| beim Oeffnungsextrastrom | . . . 1,24 | Scalentheile, |
| „ Schliessungsextrastrom | . . . 7,14 | „ |

Das analoge Resultat ergab sich beim Einschieben von Eisenkernen in die Inductionsspirale. Hier betrugen die Ablenkungen der Bifilarrolle

| | | |
|---|---|---|
| durch den Oeffnungsextrastrom | . . . 17,85 | Scalentheile, |
| „ „ Schliessungsextrastrom | . 66,01 | „ . |

Es würde also entgegen den übrigen Erfahrungen die Zeitdauer des Schliessungsextrastromes scheinbar kleiner sein, als die des Oeffnungsextrastromes. Indess liegt dies nur daran, dass die den Extraströmen bei geschlossener und geöffneter Kette gebotenen Widerstände nicht gleich sind. Bezeichnet man nämlich die elektromotorische Kraft der Säule $S$ mit $E$, den Widerstand des Zweiges $dSe$ mit $r$, und wirkt gleichzeitig

mit $E$ eine zweite elektromotorische Kraft $E_1$ in der Spirale $A$, während die Säule $S$ mit $d$ und $e$ verbunden ist, so ergiebt sich die Intensität $I_1$ des Stromes in dem Zweige $dAm$:

$$I_1 = \frac{Er_3}{r(r_1+r_3)+r_3(r_1+r_2)}$$
$$+ E_1 \frac{[r_0(r_1+r_2)+r_2(r_1+r_3)](r+r_3)-r_2(r_0 r-r_2 r_3)}{[r_0(r_1+r_2)+r_2(r_1+r_3)][r(r_1+r_3)+r_3(r_1+r_2)]} = \frac{E}{W_0}+\frac{E_1}{W_1}$$

Ist die Verbindung mit der Säule in $d$ und $e$ aufgehoben, also $E = o$ und $r = \infty$, und wirkt dann in $A$ die elektromotorische Kraft $e_1$, so ist die Intensität $i_1$ des Stromes in $dAm$:

$$i_1 = e_1 \frac{r_0 r_1 + r_1 r_2 + r_2 r_3}{[r_0(r_1+r_2)+r_2(r_1+r_3)](r_1+r_3)} = \frac{e_1}{w_1}.$$

Bezeichnen die Werthe $I_1$ und $i_1$ die Intensitäten der nach der Verbindung und Loslösung der Säule $S$ von $d$ und $e$ durch die Spirale $A$ fliessenden Ströme, ist $P$ das Potential der Spirale auf sich selbst, die Inductionsconstante gleich 1, so sind die in jedem Moment in $A$ inducirten elektromotorischen Kräfte $E_1 = -P\frac{dI_1}{dt}$ und $e_1 = -P\frac{di_1}{dt}$.

Bei Einführung dieser Werthe in obige Gleichungen erhalten wir:

$$I_1 = \frac{E}{W_0} - \frac{P}{W_1}\frac{dI_1}{dt} \quad \text{und} \quad i_1 = -\frac{P}{w_1}\frac{di_1}{dt},$$

daher

$$I_1 = \frac{E}{W_0}\left(1 - e^{-\frac{W_1}{P}t}\right); \quad i_1 = \frac{E}{W_0} e^{-\frac{w_1}{P}t}.$$

Die in jedem Moment in $A$ inducirten elektromotorischen Kräfte sind demnach:

$$E_1 = -P\frac{dI_1}{dt} = -\frac{EW_1}{W_0} e^{-\frac{W_1}{P}t} \quad \text{und} \quad e_1 = -P\frac{di_1}{dt} = \frac{Ew_1}{W_0} e^{-\frac{w_1}{P}t};$$

die während der ganzen Zeit der Intensitätsänderung inducirten elektromotorischen Kräfte aber

$$E_s = -\frac{EP}{W_0} \quad \text{und} \quad e_s = \frac{EP}{W_0}.$$

Obgleich also die gesammten elektromotorischen Kräfte des Schliessungs- und Oeffnungsextrastromes, wie zu erwarten, die gleichen sind, so sind doch die elektromotorischen Kräfte und Intensitäten dieser Ströme in den einzelnen Momenten verschieden, da ihnen verschiedene Widerstände geboten werden, und es können daher auch die Angaben des Dynamometers in dem Zweige $mno$ in beiden Fällen nicht gleich sein.

Wir haben oben erwähnt, dass eine um die Inductionsspirale 816
gelegte, geschlossene Metallhülle oder eine zweite in sich geschlossene

Drathrolle die Gesammtintensität der inducirten Ströme, also auch der Extraströme nicht ändert. Dies hat Rijke (l. c.) gleichfalls mit dem erwähnten Apparate gezeigt, indem er die Spirale *A* mit einer zweiten Spirale umgab, und nach Lostrennung des Dynamometers *n* die Ausschläge des Galvanometers bestimmte, wenn sie geschlossen oder geöffnet war. In beiden Fällen ergab sich der Ausschlag gleich, sowohl bei Untersuchung der Schliessungs- als auch bei der der Oeffnungsströme. Dasselbe fand statt, als die Inductionsspirale noch einen Eisenkern enthielt.

Untersuchte man aber nach Einfügung des Dynamometers die Ausschläge desselben, so zeigte sich eine bedeutende Verminderung derselben nach Schliessen der die Inductionsrolle umgebenden secundären Rolle. So betrug z. B. dieser Ausschlag in Scalentheilen bei zwei Versuchsreihen, bei denen der primäre Strom durch sechs Elemente erregt wurde, und die Inductionsspirale keinen Eisenkern enthielt (I), sowie bei Anwendung von vier Daniell'schen Elementen und einem Eisenkern (II).

| | I | | II | |
|---|---|---|---|---|
| | Oeffnungs-extrastrom | Schliessungs-extrastrom | Oeffnungs-extrastrom | Schliessungs-extrastrom |
| Secundäre Rolle, offen . . . . | 1,31 | 6,91 | 17,59 | 78,6 |
| „ „ geschlossen | 0,63 | 3,75 | 5,66 | 12,06 |

Die Ausschläge sind also bei geschlossener secundärer Spirale weit kleiner; die Zeitdauer der Extraströme ist weit grösser, ganz entsprechend den oben ausgeführten Betrachtungen.

Bei Anwendung eines Eisenkernes ist die Verzögerung des Schliessungsstromes viel bedeutender, als die des Oeffnungsstromes.

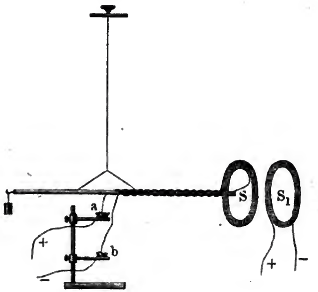
817 Leitet man die Inductionsströme nur durch die Bifilarrolle des Dynamometers, durch die feste Rolle aber einen constanten Strom von der Intensität $I$, und ist die variable Intensität des Inductionsstromes gleich $i$, seine Zeitdauer $t$, so ist die die Bifilarrolle ablenkende Kraft $\int_0^t I i dt = I \int_0^t i dt$.

In diesem Falle ist also die Ablenkung nur von der Gesammtintensität des Inductionsstromes, nicht von seiner Zeitdauer abhängig, vorausgesetzt immer, dass dieselbe gegen die Schwingungsdauer der Bifilarrolle klein ist. Dies zeigen auch die folgenden Versuche von Lallemand [1]). Er brachte an dem einen Arme des Hebels einer Drehwage eine flache Spirale $S$, Fig. 317, an, deren Enden in zwei, in der Drehungsaxe des Hebels befindliche Quecksilbernäpfe $a$ und $b$ eintauchten. Der Hebel der Drehwage hing an einem Messingdrath. Seitlich war neben der flachen Spirale eine zweite gleiche Spirale $S_1$ fest aufgestellt.

[1]) Lallemand, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXII, p. 19. 1848*.

Wurde nun durch die Spirale $S_1$ ein constanter Strom geleitet, durch die Spirale $S$ aber inducirte Ströme in der einen oder anderen Richtung, so entsprach die elektrodynamische Wirkung direct dem Torsionswinkel $T$, um den man den Kopf der Drehwage drehen musste, um die Spirale $S$ an ihre frühere Stelle zu bringen. $T$ war dann der Intensität $I$ des die inducirten Ströme erzeugenden, inducirenden Stromes proportional, wie z. B. die folgende Tabelle ergiebt:

Fig. 317.




| I | T | $const\ \frac{T}{I}$ |
|---|---|---|
| 0,30 | 220 | 733 |
| 0,44 | 337 | 766 |
| 0,75 | 575 | 767 |
| 0,82 | 640 | 780 |
| 0,98 | 795 | 811 |

Es wurde ferner die Spirale $S$ in sich geschlossen und durch die Spirale $S_1$ ein constanter Strom geleitet. Beim Schliessen dieses Stromes wurde ein Strom in $S$ inducirt, der eine Abstossung von $S$, beim Oeffnen ein Strom, der eine Anziehung von $S$ zur Folge hatte.

Die Drehung des Armes ergab dabei, dass die durch den Schliessungsstrom erzeugte Abstossung grösser war, als die durch den Oeffnungsstrom bewirkte Anziehung. Entsprechend tritt bei schnell wiederholtem Oeffnen und Schliessen des Stromes in $S_1$ vermittelst eines Commutators stets Abstossung von $S$ ein. Es ist also hier die elektrodyamische Wirkung des Schliessungsstromes grösser, als die des Oeffnungsstromes. Der Grund hiervon ist der, dass der Oeffnungsstrom einige Zeit nach der Oeffnung des inducirenden Stromes fortdauert, so dass die elektrodynamische Wirkung des letzteren auf den ersteren nicht während der ganzen Zeit seines Verlaufes ausgeübt wird, während dagegen der Schliessungsstrom sich ganz innerhalb der Dauer des inducirenden Stromes bildet und so während seines ganzen Verlaufes die elektrodynamische Abstossung durch denselben erleidet.

Werden indess durch die Spirale $S$ abwechselnd die in einer besonderen Inductionsspirale erzeugten Oeffnungs- und Schliessungsströme ge-

leitet, durch $S_1$ aber ein continuirlicher Strom, so heben sich die elektrodynamischen Wirkungen gerade auf.

Ist nämlich die Intensität des constanten Stromes $I$, die der inducirten Ströme in jedem Moment $idt$, so ist stets die beim Oeffnen und Schliessen zusammen erhaltene Summe $\int idt = 0$, also auch die elektrodynamische Wirkung $\int Iidt = I\int idt = 0$.

Auch wenn durch die Spirale $S_1$ inducirte Ströme von constanter Intensität geleitet wurden, welche in der in sich geschlossenen Spirale $S$ tertiäre Ströme inducirten, ergaben sich analoge Resultate [1]).

818 Die thermischen Wirkungen der Inductionsströme entsprechen ihren elektrodynamischen Wirkungen, wenn sie gleichzeitig durch beide Rollen des Dynamometers geleitet werden. Dies hat Edlund [2]) noch besonders erwiesen, indem er in einer Inductionsrolle von $118^{mm}$ Länge und $135^{mm}$ innerem Durchmesser von $0{,}75^{mm}$ dickem Kupferdrath durch Oeffnen und Schliessen einer in dieselbe hineingeschobenen und vom Strom durchflossenen inducirenden Spirale vermittelst eines Zahnrades Inductionsströme erregte und dieselben entweder durch ein Dynamometer oder einen dünnen, zwischen zwei Messingsäulen ausgespannten Platindrath leitete. Gegen denselben waren an zwei gegenüber liegenden Stellen ein cylindrisches Wismuth- und Antimonstückchen gedrückt, die mit einem Spiegelgalvanometer in Verbindung standen. Die Ausschläge $G$ desselben waren den Temperaturerhöhungen proportional. Es ergab sich unter Anderm bei fünf verschiedenen Stromintensitäten bei einer gleichen Zahl von Unterbrechungen:

| Dynamometer ($D$) | Galvanometer ($G$) | $G = D \,.\, 1{,}14$ (ber.) |
|---|---|---|
| 98,8 | 113,3 | 112,6 |
| 73,7 | 82,8 | 84,1 |
| 52,4 | 60,1 | 59,7 |
| 40,9 | 46,8 | 46,6 |
| 18,3 | 20,3 | 20,9 |

Dasselbe Verhältniss zeigte sich, als bei jeder Unterbrechung des inducirenden Stromes an Stelle der Säule durch eine besondere Feder am Unterbrechungsrade eine Nebenschliessung in den inducirenden Kreis eingefügt wurde.

Bei öfterem Schliessen und Oeffnen waren sowohl die Dynamometer-, wie die Galvanometerausschläge der Zahl der Unterbrechungen propor-

---

[1]) Die von Lallemand (Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXXII, p. 432. 1851*) beim Hindurchleiten der Inductionsströme durch beide Rollen $S$ und $S_1$ erhaltenen Resultate konnten wegen Nichtbeachtung der oben erwähnten Umstände, sowie wegen nicht vollständiger Anwendung des Ohm'schen Gesetzes keine allgemeineren Resultate geben. — [2]) Edlund, Pogg. Ann. Bd. CXXIII, S. 193 u. f. 1864*.

tional; es waren also die Inductionsströme jedesmal dabei bis zum Maximum angewachsen.

Je schneller bei gleicher Gesammtintensität $\int_0^t i\,dt$ der Inductions- 819
strom verläuft, je grösser in jedem einzelnen Moment seine Intensität ist, desto grösser muss jene Wärmemenge ausfallen. Es werden also alle Ursachen, welche die Dauer der Inductionsströme vergrössern, ihre thermischen Wirkungen vermindern.

Abria [1]) umwand z. B. die Löthstelle eines Wismuth-Antimon-Thermoelementes mit vier bis fünf Windungen von $^1/_4{}^{mm}$ dickem, übersponnenen Kupferdrath, deren Enden er in den Schliessungskreis einer Inductionsspirale einfügte. Durch einen Disjunctor konnte er durch jene Windungen einzeln die Inductionsströme leiten, welche entweder bei wiederholtem Oeffnen oder beim Schliessen einer inducirenden Spirale erzeugt worden waren.

Wurde nun in die Nähe der Inductionsspirale eine geschlossene Spirale oder eine Metallplatte gebracht, so verminderte sich die Wärmewirkung der Inductionsströme, und zwar je nach der Grösse der Spirale oder Platte verschieden. Wurde die geschlossene Spirale oder Platte zwischen die primäre und die inducirte Spirale geschoben, so war die Schwächung stärker, als wenn sich die inducirte Spirale zwischen der geschlossenen und primären Spirale befand, da im ersteren Falle die in der geschlossenen Spirale inducirten Ströme, welche verzögernd auf die Ströme in der Inductionsspirale zurückwirken, eine grössere Intensität besitzen.

Ganz ähnlich verhält es sich mit der Fähigkeit des Stromes, mecha- 820
nische Hindernisse auf seinem Wege zu überwinden, so z. B. bei dem Durchgang der Elektricität durch die Luft an irgend einer Unterbrechungsstelle der Leitung, also bei der Bildung der Funkenentladung.

Damit diese stattfinden könne, müssen die an den beiden Seiten der Unterbrechungsstelle auftretenden Elektricitäten eine bedeutende Dichtigkeit haben, d. h. in einer kleinen Zeit in grosser Menge auftreten. Also auch hier wird, wenn dieselbe Elektricitätsmenge in der Leitung sich schneller bewegt, ein Funken sich leichter bilden, als wenn diese Bewegung irgendwie verzögert wird. Mit wachsendem Potential der inducirenden Spirale und Inductionsspirale auf einander und Verminderung des Potentials der letzteren auf sich selbst nimmt daher die Intensität des Oeffnungsinductionsstromes und also auch die Stärke der Funken zu.

[1]) Abria, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. VII, p. 469. 1843*.

Dieselben Ursachen, welche bei sonst gleichen inducirenden Kräften die thermischen Wirkungen der Inductionsströme verstärken, befördern also auch die Bildung heller und grosser Inductionsfunken.

Oeffnet man daher den Schliessungskreis einer Spirale von langem dünnen Drath, deren Enden mit einer Säule verbunden sind, vermittelst eines an irgend einer Stelle der Schliessung angebrachten Quecksilbernapfes, und schiebt sodann über die Spirale eine zweite, in sich geschlossene Spirale, so werden die Oeffnungsfunken weniger gross und hell. — Dieselbe Wirkung haben geschlossene Metallhüllen, welche man in die Spirale hineinlegt.

Legt man ebenso über eine inducirende Spirale eine Inductionsspirale von langem Drath, deren Enddräthe in einer sehr kleinen Entfernung einander gegenüberstehen, so springt beim Schliessen des Stromkreises der ersteren Spirale kein Funken zwischen den Dräthen über, wohl aber beim Oeffnen desselben, da wiederum in der Inductionsspirale der Oeffnungsinductionsstrom sich schneller entwickelt, als der Schliessungsstrom.

Wenn man ferner eine Spirale aus zwei parallelen, übersponnenen Kupferdräthen windet, die Enden des einen Kupferdrathes mit den Polen der Säule verbindet, die des anderen Drathes unverbunden lässt, so dass er keinen geschlossenen Kreis bildet, so zeigt sich beim Oeffnen des primären Stromkreises ein lebhafter Oeffnungsfunken in Folge des in ihm entstehenden Extrastromes. Verbindet man aber die Enden des zweiten Drathes der Spirale, so wird der Oeffnungsfunken des primären Stromkreises viel schwächer, während nun ein inducirter Strom in gleicher Richtung den zweiten Drath der Spirale durchströmt, wie vorher der Extrastrom den ersten Drath. Liegen die Enden des zweiten Drathes hierbei nur lose aneinander, so entsteht zwischen ihnen ein lebhafter Funken, so dass scheinbar jetzt die Inductionswirkung von dem primären Schliessungskreis auf den benachbarten übertragen ist [1]).

Das nähere Studium der Eigenschaften der Inductionsfunken ist nur mit Hülfe der, grössere Elektricitätsmengen inducirenden Inductionsapparate möglich. Wir werden dieselben deshalb erst nach der Beschreibung dieser Apparate behandeln.

821 Einen ähnlichen Einfluss übt auch die Zeitdauer der Inductionsströme auf die durch sie bewirkte Magnetisirung von Stahlnadeln aus.

Da sich die Magnetisirung des Stahles in einer sehr kurzen Zeit herstellt, so kommt es bei dieser darauf an, die Intensität des inducirten Stromes in einem sehr kleinen Zeittheile sehr gross zu machen; nicht aber einen Strom von längerer Dauer zu erzeugen, dessen Gesammtintensität bedeutend ist. Deshalb werden alle Bedingungen, welche den

[1]) Vergl. auch Strutt, Phil. Mag. [4] Vol. XXXVIII, p. 1. 1869.

Verlauf eines Inductionsstromes verzögern, seine magnetisirende Einwirkung auf Stahlnadeln vermindern; so zunächst also die Zwischenstellung von leitenden Metallmassen, von in sich geschlossenen Spiralen zwischen die inducirende und Inductionsspirale u. s. f. [1]).

Die Zwischenstellung einer nicht in sich geschlossenen Spirale hat selbstverständlich keinen Einfluss.

So hat schon Savary [2]) beobachtet, dass eine Stahlnadel beim Einschieben und Herausnehmen aus einer Drathspirale, durch die ein oft unterbrochener Strom geleitet wird, sich schwächer magnetisirt, wenn sie von einer Hülle von Kupfer umgeben ist. — Bei dem Durchleiten eines continuirlichen Stromes durch die Spirale hat die Hülle auf die Magnetisirung der Nadel selbstverständlich keinen Einfluss, da hier die Inductionsströme nicht auftreten. Bei sehr schwachen Strömen will Savary sogar hierbei eine anomale Magnetisirung bemerkt haben (vgl. §. 316).

Reuben Philipps [3]) hat ebenfalls diesen Einfluss untersucht, indem er zu beiden Seiten einer flachen, mit der Säule verbundenen, inducirenden Spirale zwei ganz gleiche Inductionsspiralen aufstellte, und die einen Enden derselben so verband, dass die beim Oeffnen der ersten Spirale inducirten Ströme in beiden Inductionsspiralen einander entgegenwirkten. Er verband die anderen Enden der letzteren mit dem „Indicator", d. h. einer kleinen Spirale, in welche Stahlnadeln eingelegt wurden. Die beiden Inductionsspiralen wurden so lange verschoben, bis sich die in ihnen inducirten Ströme gerade aufhoben, also die Stahlnadeln im Indicator beim Oeffnen oder beim Schliessen des primären Stromes keinen Magnetismus annahmen. Wurde nun zwischen die primäre Spirale und die eine Inductionsspirale eine Metallplatte gelegt, so überwog der Inductionsstrom der anderen Inductionsspirale, wie sich aus der Richtung der jetzt erfolgenden Magnetisirung der Stahlnadeln ergab.

Mit wachsender Dicke und zunehmender specifischer Leitungsfähigkeit der zwischengestellten Metallplatten nimmt die Intensität der in ihnen inducirten, auf die benachbarte Inductionsspirale rückwirkenden Ströme, also auch die Verzögerung der Inductionsströme in letzterer zu, ihre magnetisirende Kraft ab. Radiale Einschnitte in den Metallplatten verhindern die Bildung der Inductionsströme in ihnen und vermindern ihren störenden Einfluss.

Da im Allgemeinen der Oeffnungsstrom schneller verläuft als der Schliessungsstrom, so ist die Wirkung der Verzögerung bei ersterem bedeutender. Dies zeigt folgender Versuch. Legt man auf eine mit der Säule verbundene, inducirende Bandspirale eine mit dem Indicator verbundene Inductionsspirale, und schliesst und öffnet einmal den Kreis der inducirenden Spirale, so überwiegt die Magnetisirung durch den Oeff-

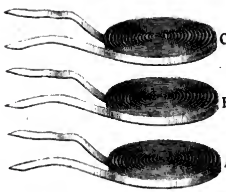
---

[1]) Strutt, l. c., auch Vol. XXXIX, p. 428. 1870*. Abria, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. III, p. 54. 1841*. — [2]) Savary, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXIV, p. 49. 1827*. Pogg. Ann. Bd. X, S. 95*. — [3]) Reuben Philipps, Phil. Mag. Bd. XXXIII, S. 260. 1848*.

nungsstrom. Dasselbe geschieht beim Zwischenlegen einer dünnen Zink- oder Kupferplatte zwischen die Spiralen. Werden aber zwischen dieselben mehrere Platten gelegt, so überwiegt die Magnetisirung durch den Schliessungsstrom, indem der letztere jetzt schneller verläuft als der Oeffnungsstrom.

822 Je nach der Lage der dritten in sich geschlossenen Spirale oder Metallplatte, welche einem aus einer inducirenden und Inductionsspirale bestehenden System genähert wird, kann, wie bei den thermischen Wirkungen, die Rückwirkung der in ihr inducirten Ströme auf die inducirten Ströme der Inductionsspirale und ihre magnetischen Wirkungen verschieden sein. Legt man z. B. drei gleiche Spiralen *A B C*, Fig. 318, aufeinander, leitet durch *A* den primären Strom und bestimmt die magnetisirende Wirkung des Inductionsstromes in *C*, während *B* geöffnet und dann geschlossen ist, so findet man im letzteren Falle eine starke Schwächung der Wirkung. Wird aber die Wirkung des Inductionsstromes in *B* bestimmt, während *C* geöffnet oder geschlossen ist, so ist hier die Schwächung im letzteren Falle viel kleiner als vorher, da bei der weiteren Entfernung von *C* und *A* der in *C* inducirte Strom, welcher durch seine Rückwirkung die Ströme in *B* schwächt, eine geringere Intensität besitzt, als der Strom in *B*.

Fig. 318.




Wird die Inductionsspirale *C* in verschiedenem Abstand (3, 7, $15^{mm}$) von der primären Spirale *A*, die geschlossene Spirale *B* aber stets in gleichem Abstand von *A* aufgestellt, oder auch bei steigender Entfernung von *C* und *B* von der primären Spirale *A* der Abstand zwischen *C* und *B* constant erhalten, so findet, nach Abria [1]), die Schwächung des Inductionsstromes durch die Einschaltung der geschlossenen Spirale stets in gleichem Verhältniss statt; ein Satz, der doch nur innerhalb gewisser Grenzen richtig ist. Wird *B* als primäre Spirale verwendet, *C* als Inductions-, *A* als in sich geschlossene Spirale, so ist die Induction in *C* um so grösser, je weiter *A* von *B* entfernt wird [2]).

---

[1]) Abria, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. VII, p. 463. 1843*.

[2]) Abria (Ann. de Chim. et de Phys. T. III, p. 5. 1841*) hat die Magnetisirung der Stahlnadeln zur Bestimmung der Gesetze der inducirten Ströme zu verwenden gesucht. Er brachte in verschiedener Art über oder neben einer inducirenden Spirale eine Inductionsspirale an. Die Intensität des inducirenden Stromes in ersterer wurde durch eine Sinusbussole bestimmt. In den Schliessungskreis beider Spiralen waren zwei gleiche, kleine Drathspiralen eingefügt. In diesen wurde nach einander dieselbe Stahlnadel der Wirkung des inducirenden und des inducirten Stromes, sowohl beim Oeffnen, als auch beim Schliessen des ersteren, ausgesetzt, und zwar dem schwächeren

Ganz ähnlich verhalten sich auch die physiologischen Wirkungen der Ströme [1]), die durch dieselben bewirkten Zuckungen der Froschschenkel und die Erschütterungen, welche durch dieselben dem menschlichen Körper ertheilt werden. Diese Wirkungen entsprechen der Aenderung, welche die Dichtigkeit der Ströme in der Zeiteinheit erfährt [2]). Wenn daher in einem Stromkreise ein Strom in einer sehr kurzen Zeit von Null auf das Maximum seiner Intensität ansteigt und von diesem Maximum wieder auf Null herabsinkt, so ist die physiologische Wirkung desselben viel bedeutender, als wenn der Strom in längerer Zeit dieselbe Intensität erreicht und wieder verschwindet. Jede Ursache also, welche das Entstehen oder Vergehen eines Stromes in einem Schliessungskreise verzögert, schwächt seine Wirkung. 823

Dieser Satz gilt namentlich für die Inductionsströme, welche durch ihr schnelles Ansteigen und Verschwinden besonders geeignet sind, physiologische Wirkungen hervorzubringen. Es wiederholen sich daher hier für die Stärke der physiologischen Wirkungen dieselben Bedingungen, wie für die Stärke der magnetisirenden und erwärmenden Wirkung der Inductionsströme.

Umgiebt man eine inducirende Spirale mit einer Inductionsspirale, schliesst die letztere vermittelst zweier, an ihren Enden angebrachter Handhaben durch den menschlichen Körper, und unterbricht den inducirenden Strom, indem man eine Metallspitze, welche mit dem einen Ende der Leitung desselben verbunden ist, aus einem mit dem anderen Ende der Leitung verbundenen Quecksilbernapf heraushebt, so ist die Erschütterung, welche der dabei erzeugte Inductionsstrom im Körper hervorruft, um so schwächer, je langsamer man die Spitze aus dem

---

derselben zuerst, und dann jedesmal ihre Schwingungsdauer bestimmt. Auf diese Weise ergab sich das Verhältniss der Schwingungsdauer der Nadeln nach ihrer Magnetisirung durch den inducirten und durch den inducirenden Strom nahezu constant. Indem nun Abria nach früheren Versuchen die Länge der Magnetnadeln und der sie magnetisirenden Spiralen, aus denen sie zum Theil herausragten, so gewählt hatte, dass der Magnetismus der Nadeln dem Quadrate der Intensität der sie magnetisirenden Ströme proportional war, ergab sich hieraus, dass die Intensität der inducirten Ströme der Intensität der inducirenden proportional war. Bei Abänderung des Querschnittes der inducirenden Spirale (bei Anwendung mehrerer neben einander verbundener, paralleler Spiraldräthe) fand sich die Induction vom Querschnitt unabhängig; bei Abänderung der Länge der inducirenden Spirale aber proportional der Anzahl der Windungen (bei Verbindung der Spiraldräthe hinter einander). Bei anderen Versuchen änderte Abria auch den inducirenden Kreis ab. — Abgesehen von der Unsicherheit des bei diesen letzteren Versuchen angenommenen Gesetzes der Abhängigkeit der Magnetisirung von der Stromintensität, ohne Berücksichtigung der Dauer der Inductionsströme, konnte Abria wegen Vernachlässigung des Ohm'schen Gesetzes bei Veränderung der nicht direct inducirten Theile des Inductionskreises, der Dicke und des Stoffes, der Zahl der Windungen des Drathes der Inductionsspirale durchaus keine allgemeineren Resultate erhalten. Auch das Gesetz, dass mit der Entfernung der Inductionsspirale von der inducirenden die Intensität des inducirten Stromes zuerst der Quadratwurzel ihrer Entfernung, dann derselben direct entspricht, kann nur innerhalb gewisser Grenzen richtig sein. — [1]) Wir betrachten diese Wirkungen nur insoweit, als sie zur Ergründung der physikalischen Verhältnisse der Inductionsströme dienen. — [2]) E. du Bois-Reymond, Untersuchungen. Bd. I, S. 258. 1848*.

Quecksilber heraushebt, da dann die Intensität des inducirenden Stromes schon vor der vollständigen Unterbrechung allmählich bedeutend vermindert worden ist.

Verbindet man die Inductionsspirale mit dem menschlichen Körper, löst durch eine Wippe die primäre Spirale von der Säule und unterbricht unmittelbar nachher durch dieselbe Wippe die Verbindung der Inductionsspirale mit dem Körper, so ist die physiologische Wirkung dieselbe, wie bei längerer Verbindung. Es ist dies ein doppelter Beweis; einmal dafür, dass der Inductionsstrom schneller bis zum Maximum ansteigt, als der kurze Zwischenraum zwischen den beiden, durch die Wippe hergestellten Unterbrechungen dauert; sodann, dass die Wirkung des zweiten Theiles des Inductionsstromes, während dessen seine Intensität abnimmt, viel schwächer ist, als die des ersten Theiles, während dessen seine Intensität ansteigt (in Folge des viel langsameren Verlaufes des zweiten Theiles [1]). (Vergl. §. 787.)

Wird die inducirende Spirale abwechselnd geöffnet und geschlossen, so hat der Oeffnungsinductionsstrom bei gleicher Gesammtintensität doch im Allgemeinen einen viel schnelleren Verlauf als der Schliessungsinductionsstrom; die durch ersteren hervorgerufenen Erschütterungen sind bedeutender, als die durch den Schliessungsstrom.

Sehr gut lassen sich die abwechselnden Erschütterungen durch den Schliessungs- und Oeffnungsinductionsstrom vermittelst des Fig. 269, §. 696 abgebildeten Schlittenapparates hervorbringen.

824 In Folge der tertiären Ströme, welche in der primären Spirale nach ihrer Schliessung durch den Inductionsstrom der secundären Spirale inducirt werden, treten bei diesen Versuchen besondere Umstände ein, die namentlich Henry [2]) beobachtet hat.

Es wurde durch eine Bandspirale von 60 Fuss Länge der Strom eines einzelnen Daniell'schen Elementes geleitet, und derselbe abwechselnd mittelst eines Quecksilbernapfes geöffnet und geschlossen. Auf die Spirale wurde eine zweite Inductionsspirale von dünnem Kupferdrath von 1660 Yards ($1518^m$) Länge gelegt, deren Enden durch Handhaben mit dem Körper verbunden wurden. Der Oeffnungsschlag war hier stark, der Schliessungsschlag schwach. Mit wachsender Elementenzahl wuchs der Schliessungsschlag, der Oeffnungsschlag änderte sich wenig. Bei 30 Elementen soll der erstere Schlag der stärkere gewesen sein. — Durch die Zahl der Elemente wird der Widerstand des primären Kreises zugleich mit der elektromotorischen Kraft in demselben vermehrt. Würde die Intensität des Stromes in ihm, nachdem sie constant geworden, dabei ungeändert bleiben, so würde der beim Schliessen des Kreises in der eingeschalteten Spirale inducirte Extrastrom doch mit zunehmendem Wider-

1) Helmholtz, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 538. 1851*. — 2) Henry, Phil. Mag. [3] Vol. XVIII, p. 482. 1841*; Pogg. Ann. Bd. LIV, S. 84*.

stande eine schwächere Intensität besitzen. Der primäre Strom würde schneller zum Maximum seiner Intensität anwachsen und ebenso auch der Schliessungsinductionsstrom in der benachbarten Inductionsspirale in kürzerer Zeit, aber mit grösserer Intensität verlaufen, also stärkere physiologische Wirkungen hervorbringen. — Auf den Oeffnungsstrom hat dagegen dieselbe Veränderung des primären Schliessungskreises einen geringeren Einfluss, da der Oeffnungsextrastrom in demselben weniger zu Stande kommt, indem der Kreis beim Entstehen desselben geöffnet ist.

Wird die Zahl der Windungen der inducirenden Spirale vermindert (ihr Potential auf sich selbst also kleiner), so nimmt bei gleicher Intensität des inducirenden Stromes die elektromotorische Kraft und Intensität des Extrastromes in derselben ab, und daher verläuft wiederum der secundäre Strom in der Inductionsspirale bei der Schliessung schneller; seine physiologische Wirkung ist nicht mehr so sehr viel geringer als die des Oeffnungsstromes, wie bei Anwendung einer mehrfach gewundenen Spirale.

Diese Ungleichheit des Verlaufes und der physiologischen Wirkun- 825
gen des Oeffnungs- und Schliessungsinductionsstromes fällt zum grossen Theil fort, wenn man den Strom, statt allein durch die inducirende Rolle, noch durch eine Nebenschliessung zu derselben leitet, und diese abwechselnd schliesst und unterbricht. Dann finden die Inductionsströme, welche bei der abwechselnden Steigerung und Abnahme der Intensität des primären Stromes in der inducirenden Rolle selbst erzeugt werden, in allen Fällen eine geschlossene Bahn; ihr Verlauf ist sowohl beim Schliessen wie beim Oeffnen der Nebenleitung nicht allzusehr verschieden. Namentlich wenn der Widerstand der Nebenschliessung gegen den Widerstand des die Säule enthaltenden Schliessungszweiges, letzterer gegen den Widerstand der inducirenden Rolle klein ist, wird der Verlauf der Inductionsströme nahezu gleich.

So beobachtete Henry, als er die beiden Enden des Drathes einer Drathrolle in zwei mit den Polen einer Säule verbundene Quecksilbernäpfe tauchte, sodann etwa 6 Zoll von dem einen Quecksilbernapf entfernt in den Drath eine hakenförmige Biegung machte und diese abwechselnd in den anderen Quecksilbernapf tauchte und aus demselben herausnahm, dass er von einer der Drathrolle benachbarten Inductionsrolle in beiden Fällen keine Erschütterungen erhielt, wohl weil sowohl beim Eintauchen, als auch beim Herausziehen des Hakens die in der primären Rolle entstehenden Inductionsströme zu sehr den Inductionsstrom verzögerten, als dass man seine physiologische Wirkung hätte wahrnehmen können [1]).

Diese Resultate stimmen mit den Berechnungen von E. du Bois-Reymond (§. 787 und 788) vollkommen überein.

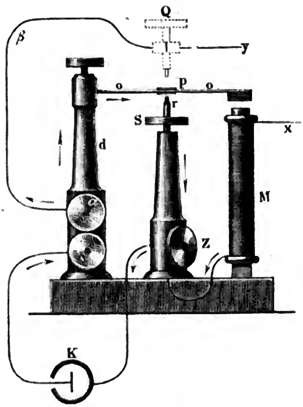
---

[1]) Henry, Pogg. Ann. Bd. LIV, S. 87. 1841*.

826 Will man den du Bois'schen Schlittenapparat unter Anwendung einer Nebenschliessung zur Erzeugung von gleichmässig verlaufenden Schliessungs- und Oeffnungsinductionsströmen verwenden, so ändert man den stromunterbrechenden Theil desselben, nach Helmholtz [1]), in folgender Art ab.

Der eine Pol der Säule *K* (Fig. 319) wird mit der, die schwingende Feder *oo* des Wagner'schen Hammers tragenden Messingsäule *d* verbunden. Von dieser Säule führt vermittelst der Klemmschraube *α* eine Drathverbindung direct zu dem einen Ende *y* der inducirenden Drathrolle *A*. Das andere Ende *x* derselben ist in Verbindung mit den Umwindungen des Elektromagnetes *M*, welcher sich unter dem vorderen, den Anker tragenden Ende der Feder *oo* befindet. Das andere Ende der Umwindungen ist mit der Messingsäule *Z*, und diese wiederum mit dem zweiten Pole der Säule *K* verbunden.

Fig. 319.




Oben trägt die Säule *S* eine Messingschraube, die oberhalb in einer Platinspitze endigt. Ihr gegenüber ist unterhalb an der Feder *oo* ein Platinplättchen *r* angelöthet. — Der den Kreis *KαβyAxMK* durchfliessende Strom erregt den Magnet *M*, welcher seinen Anker und die Feder *oo* herunterzieht, so dass das Plättchen *r* gegen die Platinspitze der Schraube *S* gegenschlägt. Dadurch ist eine Nebenleitung geschlossen, welche aus den Säulen *d* und *Z* und dem hinteren Theile der Feder *oo* besteht.

Der Strom in dem erst erwähnten Theile der Schliessung wird hierdurch so geschwächt, dass der Magnet *M* den Anker loslässt, die Feder *oo* zurückschnellt, und so die Nebenleitung geöffnet wird u. s. f.

Will man den Apparat auch ohne Nebenschliessung auf die früher (§. 696) angegebene Art verwenden können, so befestigt man auf der Feder *oo* auch oberhalb ein Platinplättchen *p* und stellt demselben, wie auch in Fig. 319 in punktirter Zeichnung angegeben ist, von oben eine Schraube *Q* mit Platinspitze gegenüber, welche direct mit dem Ende *y*

[1]) Vergl. E. du Bois-Reymond, Monatsber. d. Berliner Akademie. 26. Juni 1862*; Wundt, du Bois u. Reichert's Archiv 1859, S. 538 u. 550*.

der inducirenden Spirale verbunden ist. Die Schraube $Q$ ist bei Anwendung der Nebenschliessung in die Höhe geschraubt. Schraubt man dieselbe herunter, dass die Feder $o\,o$ in der Ruhelage gegen sie gegendrückt, senkt die Schraube $S$ so weit, dass die Feder bei ihren Schwingungen sie nicht mehr berührt, und entfernt endlich den Drath $\beta$, so entspricht der Apparat völlig der Fig. 269 §. 696 gezeichneten Einrichtung.

Die Nähe geschlossener metallischer Leitungen kann gleichfalls die 827
physiologischen Wirkungen der Inductionsströme ändern. So legte Henry (l. c.) auf seine Inductionsrolle von 1660 Yards Kupferdrath ein Gewinde von nur drei Windungen Kupferband und leitete durch letzteres einen Strom. Die durch die Inductionsrolle erzeugten Oeffnungs- und Schliessungsschläge waren gleich fühlbar. Es wurde nun eine Bandspirale $A$ von 60 Fuss Länge in den Schliessungskreis der Kette eingeschaltet, so dass sie nicht inducirend wirken konnte. Der Schliessungsschlag war kaum wahrnehmbar, der Oeffnungsschlag war nicht vermindert. Wurde jetzt in die Spirale $A$ eine zweite gleiche Spirale $B$ so eingelegt, dass ihre Windungen denen der ersteren parallel waren, so blieben die Erscheinungen ungeändert, so lange $B$ geöffnet war. Wurde sie aber in sich geschlossen, so war der Schliessungsschlag fast ebenso stark, wie ohne Anwendung der Spirale $A$. Der Oeffnungsschlag war wenig geändert. — Der Grund hiervon ergiebt sich aus §. 784. Es wächst bei der Schliessung des primären Kreises der inducirende Strom anfangs schneller an, wenn die Spirale $B$ in sich geschlossen ist, als im gegentheiligen Falle. Die physiologische Wirkung des Inductionsstromes in der Inductionsspirale ist stärker. Die später erfolgende Verzögerung des Anwachsens des primären Stromes bis zu seinem völligen Maximum vermag nicht eine so grosse Verminderung der physiologischen Wirkung des secundären Stromes zu bewirken, wie dieselbe durch das anfängliche schnellere Ansteigen des primären Stromes gesteigert wird.

Stellt man ferner zwei Bandspiralen $A$ und $B$ parallel einander gegenüber, verbindet die Enden der einen durch zwei Handhaben mit den Händen und leitet durch die andere einen Strom, den man nachher öffnet, so erhält man eine Erschütterung, welche nicht geschwächt wird, wenn man zwischen die Spiralen schlechte Leiter, z. B. Holzplatten, einschaltet. Schiebt man aber zwischen dieselben ein nicht zu dünnes Blech von Kupfer oder Messing, so wird die physiologische Wirkung bedeutend geschwächt. Dasselbe geschieht, wenn zwischen die Spiralen eine dritte, in sich geschlossene Spirale gestellt wird. Je geringer der Widerstand des Schliessungskreises der letzteren ist, desto grösser ist die Schwächung; also ist sie bedeutender, wenn die Schliessung durch einen Metalldrath, als wenn sie durch eine ihm an Länge gleiche Wassersäule geschieht.

Stellt man zwischen die inducirende und inducirte Spirale $A$ und $B$ eine Metallplatte, welche mit einem radialen Einschnitt versehen ist, so

können in derselben keine Inductionsströme entstehen; ihr Einfluss auf die physiologische Wirkung der in *B* inducirten Ströme verschwindet. Verbindet man aber die beiden Ränder des Einschnittes der Metallplatte mit einem Galvanometer oder mit einer kleinen Magnetisirungsspirale, in die man eine Stahlnadel einlegt, so zeigt die Ablenkung der Magnetnadel des ersteren, sowie die Magnetisirung der letzteren beim Oeffnen des Stromkreises der Spirale *A* an, dass in der Platte wirklich ein Strom entstanden ist, welcher dem primären Strom in der inducirenden Spirale gleichgerichtet ist, also durch Induction von Strömen höherer Ordnung in Spirale *B* die direct in ihr erzeugten Inductionsströme verzögern kann.

Wendet man an Stelle der Bandspiralen eine gewöhnliche cylindrische Spirale von dickerem Drath an, durch welche man einen Strom leitet, und welche von einer Inductionsspirale von langem, dünnem Drath umgeben ist, so werden die durch den Inductionsstrom in letzterer bei öfterer Unterbrechung des inducirenden Stromes erzeugten Erschütterungen gleichfalls durch Zwischenschieben eines in sich geschlossenen Cylinders von Kupfer- oder Messingblech geschwächt. Dieser Vorrichtung bedient man sich häufig bei den zu medicinischen Zwecken dienenden Inductionsapparaten, z. B. bei denen von Duchenne, um durch mehr oder weniger weites Zwischenschieben des Blechcylinders zwischen die, durch einen Wagner'schen Hammer mit der Säule verbundene inducirende und die inducirte Spirale die Intensität der physiologischen Wirkung zu reguliren. — Ist der Blechcylinder der Länge nach aufgeschlitzt, so bietet er den Inductionsströmen keine geschlossene Bahn und hemmt die physiologische Wirkung nicht.

828 Aehnliche Versuche, namentlich auch über die Einwirkung von Eisencylindern, welche zwischen die inducirende und Inductionsspirale gebracht werden, sind von Villari[1]) angestellt worden. Die 15 Ctm. lange, inducirende Spirale des du Bois'schen Schlittenapparates wurde mit einem Daniell'schen Element verbunden und an einer Stelle der Schliessung ein Quecksilbernapf eingefügt, um den Stromkreis leicht öffnen und schliessen zu können. Die inducirte Spirale war mit einem Froschpräparat verbunden. Ueber die inducirende Spirale wurden verschiedene Blechcylinder geschoben und der Abstand *a* der einander zugekehrten Enden beider Spiralen gemessen, bei welchen das Froschpräparat noch merklich zuckte. *a* ist positiv, wenn die Spiralen dabei über einander geschoben werden müssen.

Bei Verlängerung der Röhren vermehrt sich die Wirkung derselben, so dass Villari bis zu 50 Ctm. lange Röhren verwendete.

Die Dicke der Röhren ist nicht von sehr grossem Einfluss. Es wurden deshalb dünne Blechröhren verwendet. Bei zwei Versuchsreihen mit 50 Ctm. langen Röhren ergab sich:

---

[1]) Villari, Rendiconto del Istituto Lombardo. 1869, 15. Apr.; 1870, 29. Decbr.*

| | Eisen | | Kupfer | | Zink | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | I | II | I | II | I | II |
| Spirale allein . . | — 68 | — 41 | — 55 | — 42 | — 48 | — 39 |
| Röhre geschlossen | — 118 | — 80 | — 17 | — 10 | — 25 | — 18 |
| Röhre offen . . . . | — 192 | — 168 | — 112 | — 101 | — 92 | — 85 |

Die geschlossene Kupferröhre vermindert also die Inductionswirkung mehr als die Zinkröhre, offenbar in Folge der besseren Leitungsfähigkeit. Die Eisenröhre vermehrt aber die Wirkung. Die offenen Röhren vermehren die Wirkung in allen Fällen. Wurde die Kupferröhre durch vier von einander getrennte, auf einen Holzcylinder parallel neben einander geklebte Kupferstreifen ersetzt, so war die Wirkung fast Null; war sie aus einem unter Zwischenlegung eines Papierblattes zweimal über einander gewundenen Kupferblech gebildet, so war die Wirkung sehr bedeutend. Es entstehen hier in den über der inducirenden Spirale befindlichen Theilen der Röhren Ströme, welche sich, wenn die Röhren geschlossen sind, in sich ausgleichen. Ist die Röhre aber offen und verhältnissmässig lang, so gleichen sich diese Ströme in den von der inducirenden Spirale entfernteren Theilen der Röhre aus und erzeugen so in denselben Ströme, welche den über der Spirale verlaufenden entgegengerichtet sind. Diese Ströme erzeugen dann in der Inductionsspirale bei ihrem Entstehen Ströme, die den durch die inducirende Spirale erzeugten gleich gerichtet sind und sie verstärken.

Durch Anlegen der amalgamirten Enden der zu einem Galvanometer führenden Dräthe an verschiedene Stellen der Kanten der offenen Röhren kann man direct diese Stromesrichtungen nachweisen. Selbstverständlich hat die Einschaltung der Röhren auf die galvanometrische Wirkung der Inductionsströme keinen Einfluss.

Ist die Inductionsspirale ganz über die inducirende geschoben, und wird in den Schliessungskreis der inducirten ein so grosser Widerstand $w$ eingeschaltet, dass nur gerade noch das Froschpräparat in der Schliessung der Inductionsspirale eine Wirkung angiebt, so muss bei Zwischenlegung der Röhren zwischen beide Spiralen der Widerstand $w$ in allen Fällen vermindert werden, um wieder eine Zuckung hervorzubringen. Die Röhren schwächen also stets die Wirkung. So ergab sich für $w$:

| | Eisen | | Kupfer | |
|---|---|---|---|---|
| | I | II | I | II |
| Spirale allein . . . | 178 | 103 | — | — |
| Röhre geschlossen . | 67 | 32 | 77 | 44 |
| Röhre offen . . . . | 122 | 69 | 165 | 84 |

Die Eisenröhre schwächt also viel stärker, indem die in ihr erzeugten Inductionsströme sie zugleich magnetisiren. Die offenen Röhren wirken selbstverständlich schwächer als die geschlossenen.

829 Da Metallmassen ganz dieselbe verzögernde Wirkung auf die Bildung der Extraströme ausüben, wie auf die Bildung der anderen Inductionsströme, so wird auch durch ihre Nähe die physiologische Wirkung der Extraströme geschwächt. Verbindet man die Enden einer Inductionsrolle von langem dünnen Drath direct mit den Polen der Säule und bringt an irgend einer Stelle des Schliessungskreises vermittelst eines Quecksilbernapfes eine Unterbrechungsstelle an, an deren beiden Seiten Handhaben an den Leitungsdräthen befestigt sind, die man mit den Händen ergreift, so erhält man beim Oeffnen der Verbindung mit der Säule einen stärkeren Schlag, wenn sich in der Spirale kein Metallcylinder befindet, als wenn man einen solchen in die Spirale einschiebt. — Ist die Spirale mit einer zweiten Spirale umgeben, so ändert diese die physiologische Wirkung des Extrastromes nicht, wenn ihre Enden nicht verbunden sind, sie schwächt sie wenig, wenn die Enden durch eine lange Wassersäule, stark dagegen, wenn sie durch einen guten Leiter verbunden sind u. s. f. [1]).

## Zeit zum Entstehen und Verschwinden des Magnetismus.

830 Magnetisirt man eine Eisenmasse, sei es durch Einwirkung des Erdmagnetismus oder eines Magnetes, sei es durch Einwirkung einer Magnetisirungsspirale, so beobachtet man, dass eine gewisse Zeit vergeht, ehe das Eisen das Maximum des durch die einwirkenden Kräfte in ihm zu erregenden Magnetismus angenommen hat; dass ferner nach dem Aufhören jener Kräfte das Eisen nur allmählich den Magnetismus verliert.

Diese Erscheinung kann einen doppelten Grund haben.

Einmal können die Moleküle des Eisens eine gewisse Zeit brauchen, um den jedesmal auf sie wirkenden magnetischen Kräften in die ihnen dadurch gebotenen Lagen zu folgen und nach Aufhebung derselben in ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen zurückzukehren; ähnlich wie auch ein Stab, welcher durch mechanische Kräfte gebogen oder tordirt wird, erst nach einiger Zeit das Maximum seiner Torsion und Biegung, und nach Entfernung der seine Gestalt verändernden Kräfte erst allmählich die neue, permanent veränderte Gestalt annimmt.

Zweitens können in der Masse des Eisens selbst beim Beginn und beim Aufhören der magnetisirenden Kraft Inductionsströme entstehen, welche dieselbe Erscheinung zur Folge haben. — Es werde z. B. ein Eisenstab in eine Magnetisirungsspirale gelegt, und dieselbe mit einer Säule verbunden. Es entstehen dann im Eisen Inductionsströme, welche den Eisenkern im Wesentlichen in Ebenen umfliessen, die zu der Axe der Magnetisirungsspirale normal sind. Diese Ströme sind dem magneti-

---

[1]) Vergl. auch Masson und Breguet, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. IV, p. 129. 1842*.

sirenden Strome entgegengerichtet. Wenn daher der Eisenkern durch den magnetisirenden Strom schon einen gewissen Magnetismus erhalten haben sollte, so subtrahirt sich von demselben die durch die Inductionsströme erzeugte, entgegengesetzte Magnetisirung. Zugleich werden rückwärts durch das Ansteigen des Magnetismus in der Magnetisirungsspirale Extraströme inducirt, welche, ebenso wie die durch die Wirkung der Spirale auf sich selbst in ihr inducirten Extraströme, das Ansteigen des Stromes in derselben verzögern. Der Magnetismus steigt demnach langsamer an, als ohne Einfluss der Inductionsströme.

Ebenso sind die in der Eisenmasse beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes erzeugten Inductionsströme dem ersteren gleichgerichtet und ertheilen dem Eisenkern von Neuem Magnetismus in dem Moment, in dem er seinen, durch den magnetisirenden Strom erzeugten Magnetismus schon verloren haben sollte; derselbe verschwindet daher noch nicht im Moment des Oeffnens, sondern erst nach einiger Zeit.

Liegen in der Nähe der magnetisirten Eisenmassen noch in sich geschlossene, dieselben umgebende Spiralen oder Metallmassen, so werden auch in diesen beim Entstehen und Vergehen des magnetisirenden Stromes und des Magnetismus des Eisenkernes Ströme inducirt, welche den Molekularströmen des Eisenkernes entgegengerichtet oder gleichgerichtet sind; im ersteren Falle also die entstehende Magnetisirung des Eisenkernes vermindern, im zweiten aber die abnehmende Magnetisirung vermehren und so auch die Zeitdauer des Entstehens und Vergehens des Magnetismus verlängern.

Der erste der erwähnten Gründe scheint zum Theil wirksam zu 831
sein, wenn man z. B. eine Eisenscheibe unter einer frei aufgehängten horizontalen Magnetnadel in Rotation versetzt. Die Magnetnadel folgt der rotirenden Scheibe in ihrer Bewegung viel schneller, als sich nach dem geringen Leitungsvermögen derselben erwarten liesse. — Ebenso werden, wie wir später erwähnen werden, die Schwingungen einer um eine horizontale Axe zwischen zwei Magnetpolen oscillirenden, in der Aequatorialebene befindlichen Eisenscheibe bedeutend gedämpft. Es wird nämlich in der Scheibe eine, dem Magnetismus der benachbarten Magnetpole ungleichnamige, in den entfernteren Stellen eine gleichnamige Magnetisirung hervorgerufen, welche bei der Bewegung der Scheibe eine Zeit andauert, so dass eine Anziehung der Magnetpole gegen die im Sinne der jedesmaligen Bewegungsrichtung der Scheibe vor ihnen liegenden Theile derselben stattfindet. Diese Polarität der Scheibe und Anziehung wird vermehrt, wenn beiderseits der Scheibe gleichnamige Magnetpole gegenüberstehen. Es ist dies ein Beweis, dass die eben betrachteten Erscheinungen nur zum geringeren Theile durch die, in der bewegten Scheibe inducirten Ströme bedingt sein können, da z. B. in einer Kupferscheibe gerade im Gegentheil die Intensität und Wirkung dieser Ströme zunimmt,

wenn derselben von beiden Seiten ungleichnamige Magnetpole genähert werden.

Auch die Schwingungen einer Magnetnadel nehmen über einer Eisenplatte viel schneller ab, als z. B. über einer Kupferplatte. So brauchte bei den Versuchen von Seebeck[1]) eine Nadel, die über einer Marmorplatte 116 Schwingungen machte, ehe sich ihre Oscillationsweite von 45° bis 10° verminderte, über einer Kupferplatte von 0,3''' Dicke dazu nur 62, über einer Eisenplatte von 0,4''' Dicke gar nur 6 Schwingungen (s. w. u.).

832 Dieselbe Verschiebung der magnetischen Polarität bemerkt man auch, wenn man eine eiserne Scheibe oder Kugel unter Einfluss des Erdmagnetismus rotiren lässt und nun ihre Polarität untersucht. Dieselbe verschiebt sich stets im Sinne der Bewegungsrichtung. Rotirt daher eine Scheibe nicht gerade in der, auf der Inclinationsrichtung senkrechten Ebene, so kann hierdurch ihre Einwirkung auf eine über ihr schwebende Magnetnadel, welche sie ihrer Magnetisirung durch den Erdmagnetismus verdankt, wesentlich geändert werden.

Ueber diese Verschiebung der durch den Erdmagnetismus bewirkten Polarität rotirender Eisenscheiben und Eisenkugeln sind namentlich von Christie und Barlow Versuche angestellt worden.

Christie[2]) liess eine Eisenscheibe in verschiedenen Ebenen vor einer Declinationsnadel rotiren. Ihre ablenkende Wirkung auf die Magnetnadel war ein Maximum, als die Ebene der Scheibe der Inclinationsrichtung und zugleich der magnetischen Ostwestlinie parallel lag. Rotirte die Scheibe in einer horizontalen Ebene, so betrug die Wirkung auf die Nadel nur etwa $1/5$ der früheren. (Die jetzt auf die Scheibe wirkende horizontale Componente des Erdmagnetismus ist etwa nur $1/3$ der gesammten erdmagnetischen Kraft.) Endlich war die Wirkung auf die Nadel Null, wenn die Ebene der Scheibe gegen die Inclinationsrichtung normal war. — Im Allgemeinen lassen sich die Resultate so aussprechen, dass, wenn die Wirkung auf eine, neben der Scheibe befindliche Neigungsnadel bezogen wird, dieselbe bei der Rotation der Scheibe so abgelenkt wird, dass ihre Projection auf die Scheibe sich in entgegengesetzter Richtung bewegt, wie die Scheibe selbst. — In der That bildet sich in dem Punkt der Scheibe, welcher dem unteren (d. i. im Vergleich zur Inclinationsnadel nordpolaren) Ende dieser Projection entspricht, durch den Einfluss des Erdmagnetismus gleichfalls ein Nordpol. Dieser wird in der Drehungsrichtung der Scheibe verschoben und stösst mithin den Nordpol der Inclinationsnadel nach der entgegengesetzten Seite ab.

Barlow[3]) liess eine achtzöllige Shrapnellkugel 720 Mal in der Minute um eine horizontale Axe auf einem Holzgestell rotiren und näherte

---

[1]) Seebeck, Pogg. Ann. Bd. VII, S. 207. 1826*. — [2]) Christie, Philos. Trans. 1825, p. 347*; Pogg. Ann. Bd. IV, S. 459*. — [3]) Barlow, Philos. Trans. 1825, p. 317*; Pogg. Ann. Bd. IV, S. 464*.

ihr eine, auf einem besonderen Gestelle aufgestellte Bussole, deren Nadel durch einen genäherten, verticalen Magnetstab astasirt war. Die magnetische Axe der Nadel wurde auf den zu ihrem Mittelpunkt gehenden Radius der Kugel senkrecht gestellt.

Befand sich die Nadel in der durch die Rotationsaxe der Kugel gelegten Horizontalebene vor irgend einer Stelle derselben, so wurde ihr Nordpol stets von der Kugel angezogen, wenn sich die oberen Theile derselben gegen sie hin bewegten; im umgekehrten Falle wurde das Südende der Nadel angezogen. Im ersten Falle wurden die oberen, durch die Wirkung des Erdmagnetismus südlich polarisirten, im zweiten die unteren, durch dieselbe nördlich polarisirten Theile der Kugel der Nadel genähert und behielten dabei ihren Magnetismus zum Theil bei. An den Enden der Rotationsaxe fand keine Wirkung auf die Nadel statt, in der darauf senkrechten Ebene war sie ein Maximum.

Ist die Bussolennadel nicht astasirt, so nimmt sie eine mittlere Stellung unter dem Einfluss des Erdmagnetismus und der gedrehten Kugel an.

Poisson[1]) hat diese Erscheinungen einer mathematischen Behandlung unterworfen, welche auf den §. 337 u. flgde. mitgetheilten Principien basirt ist. Nur müssen die Werthe $\alpha$, $\beta$, $\gamma$ daselbst als Functionen der Zeit angenommen werden. Wir müssen in Bezug auf diese Berechnungen auf das Original verweisen und glauben dies um so eher thun zu können, als die Resultate der Rechnung in Folge des im Eisen zurückbleibenden permanenten Magnetismus und der in seiner Masse bei der Bewegung entstehenden Inductionsströme, welche neue Magnetisirungen hervorrufen, nur unvollkommen mit den Beobachtungen übereinstimmen können.

Einige Erscheinungen, welche ihre Erklärung in denselben Ursachen finden, wie die bisher mitgetheilten Phänomene, sind folgende: 833
Lässt man einen hufeisenförmigen Magnet oder Elektromagnet vermittelst einer Centrifugalmaschine um eine verticale Axe rotiren, welche seinen Schenkeln parallel ist und sich in der Mitte zwischen denselben befindet, und streut auf eine über seinen Polen befindliche Glasplatte Eisenfeile, so folgen sie bei langsamer Drehung den Polen; bei schnellerer setzen sie sich in dem durch die Polflächen um die Rotationsaxe gelegten Kreise in eine, der Drehungsrichtung der Pole entgegengesetzten Richtung in Bewegung. — Eine Halbkugel von Eisen, welche auf die Glasplatte aufgelegt wird, verhält sich wie die Eisenfeile[2]).

Die Verzögerung der Magnetisirung des Eisens bei Einwirkung einer vom Strome durchflossenen Magnetisirungs- 834

---

[1]) Poisson, Mémoire sur la théorie du magnétisme en mouvement (10. Juillet, 1826); Mémoires de l'académie roy. de l'Institut, T. IV, p. 441, Année 1823 (1827)*. — [2]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 40. 1855*.

spirale, welche zum grössten Theil von dem oben erwähnten zweiten Grunde, von den in der Eisenmasse und den umgebenden Metallmassen und auch in der Magnetisirungsspirale selbst inducirten Strömen herrührt, ist vielfältig beobachtet worden. Die Elektromagnete, namentlich wenn ihre Eisenmasse bedeutend ist, erhalten erst einige Zeit, nachdem ihre Magnetisirungsspiralen mit der Säule verbunden worden sind, ihre volle Tragkraft. Vorher lässt sich der Anker auf ihnen hin- und herziehen und abreissen.

Auch die Drehung der Polarisationsebene in einem durchsichtigen, zwischen die Pole des Magnetes gestellten Körper tritt in Folge dieser langsamen Zunahme der Magnetisirung erst einige Zeit nach der Schliessung des magnetisirenden Stromes in voller Stärke hervor [1]).

Setzt man ebenso auf den einen Pol eines Elektromagnetes ein Glas voll Wasser, in welchem Eisenoxydoxydul suspendirt ist, so fällt dieses erst einige Zeit nach Schliessung des magnetisirenden Stromes zu Boden [2]).

Auch Page [3]) beobachtete, dass erst etwa eine halbe bis drei viertel Secunden nach dem Schliessen des Stromkreises einer, um einen Eisenmagnet gewickelten Spirale der beim Oeffnen des Stromkreises entstehende Oeffnungsfunken ein Maximum der Helligkeit erreicht; so dass also erst dann der Magnetismus des Eisenkernes ein Maximum erlangt hat, und so erst dann beim Verschwinden desselben in der umgebenden Spirale der stärkste Strom erzeugt wird.

Ebenso ist eine Zeit für die Aenderung der Magnetisirung eines hufeisenförmigen Elektromagnetes beim Auflegen des Ankers erforderlich. Legt man den Anker mit seinem einen Ende auf die eine Polfläche und schlägt mit seinem anderen Ende schnell auf die andere Polfläche, so kann man es sogleich wieder von derselben abheben. Bei längerer Berührung mit den beiden Polflächen haftet der Anker indess ganz fest. — Dasselbe fand Sinsteden [4]) an einem Stahlmagnet, der 110 Pfund trug. Im letzteren Falle können die beiden Ursachen der Verzögerung der Magnetisirung, die Trägheit der Molekularmagnete bei ihrer Bewegung und die Inductionsströme, welche in der Eisen- und Stahlmasse bei Auflegen des Ankers in Folge der dabei stattfindenden Steigerung des magnetischen Moments auftreten, gleichzeitig wirken.

835 Ebenso ist zum Verschwinden des Magnetismus eines Elektromagnetes eine gewisse Zeit erforderlich.

So gaben bei dem Versuche von Page [5]) die den Magnet umgebenden Spiralen noch etwa eine halbe Secunde nach dem Unterbrechen der Verbindung mit der Säule bei directer Verbindung ihrer Enden Funken. (Vergl. auch §. 793.)

---

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XIX, §. 2170. 1846* und Vol. III, p. 466. 1846*. — [2]) Plücker, l. c. — [3]) Page, Amer. Journ. [2] Vol. XI, p. 66; Krönig's Journ. Bd. I, S. 249. 1851*. — [4]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCII, S. 227. 1854*. — [5]) Vergl. auch Quet, Compt. rend. T. XXXV, p. 749. 1852*.

Auch zur Umkehrung des Magnetismus eines Magnetes ist eine gewisse Zeit erforderlich.

Erregt man die beiden Pole eines starken Elektromagnetes nicht gleich stark, legt Halbanker darauf, die mit konisch zugespitzten Flächen einander gegenüber stehen, und bedeckt dieselben mit einer Glasplatte, so legen sich darauf gestreute Eisenfeile in die Verbindungslinie der beiden Polspitzen. Kehrt man dann den den Magnet erregenden Strom so um, dass der früher schwächer erregte Pol der stärkere wird, so bemerkt man, aber erst etwa zwei Secunden nach dem Wechsel der Richtung des Stromes, eine Bewegung der Eisenfeile [1]).

Die beiden Ursachen der Verzögerung des Entstehens und Vergehens 836
des Magnetismus haben auf die Bildung der Inductionsströme in den die Eisenkerne umgebenden Spiralen den gleichen Einfluss. Jene Inductionsströme werden andauern, so lange der Magnetismus des Eisens sich ändert. Sie werden dieselbe Gesammtintensität besitzen, wie wenn der Magnetismus des Eisens plötzlich entstände oder verginge, ihre Zeitdauer wird aber verlängert sein. Der Schliessungsextrastrom in der magnetisirenden Spirale selbst wird also bei Einlegen eines Eisenkernes in dieselbe längere Zeit andauern, als ohne denselben. Dies zeigen unter anderem die schon §. 815 citirten Versuche von Rijke. — Beim Oeffnen des Stromes der Magnetisirungsspirale dauert dann auch noch der Oeffnungsextrastrom einige Zeit an. Ebenso werden beim Herumlegen einer Inductionsspirale um die magnetisirende Spirale die in derselben beim Schliessen und Oeffnen des magnetisirenden Stromes inducirten Ströme eine gewisse Zeit lang verlaufen und danach ihre Wirkungen verändern [2]).

Legt man Eisenmassen in die inducirende Spirale, so kann eine ziemliche Zeit zwischen dem Oeffnen des inducirenden und Schliessen des inducirten Stromkreises vergehen, und dennoch bemerkt man in letzterem einen Inductionsstrom in der Richtung des Oeffnungsstromes.

Beim Schliessen des inducirten Kreises nach dem Schliessen des inducirenden beobachtet man, wenn in die Spiralen Eisenkerne eingelegt sind, nach den übereinstimmenden Versuchen von E. du Bois-Reymond (l. c.) und Matteucci, einen Inductionsstrom, dessen Richtung der des Schliessungsstromes entspricht. Dieser Strom ist dadurch hervorgerufen, dass der Magnetismus der Eisenkerne sich nur langsam entwickelt. Bei massiven Eisenkernen ist die Intensität dieses Stromes bedeutender als bei einem Bündel dünner Eisendräthe.

Es ist zu untersuchen, ob bei der Elektromagnetisirung des 837
Eisens hauptsächlich die Trägheit seiner Moleküle, welche nur langsam ihre jedesmalige Lage verlassen, oder die magnetisirende Wirkung der in seiner Masse und in den umgebenden Metallmassen oder Spiralen

[1]) Plücker, l. c. — [2]) Vgl. Quet, l. c.

erregten Inductionsströme die Verzögerung der Aenderungen des temporären Magnetismus bedingt.

Zunächst lässt sich nachweisen, dass der letztere Grund der überwiegende ist. Denn untersucht man einmal nach der von Helmholtz [1]) (§. 779) angegebenen Methode die Dauer des Oeffnungsextrastromes in einer mit einer Säule verbundenen Spirale, während in die Spirale ein Bündel von ganz dünnen (0,123 Linien dicken), lackirten Eisendräthen eingelegt wird, in dessen Masse keine Inductionsströme entstehen können, so dauert der Strom nach dem Oeffnen gar nicht an, gerade wie ohne Einlegen von Eisendräthen (§. 793). Werden die Eisendräthe aber dicker genommen, so dass in ihnen Inductionsströme entstehen können, so zeigt sich ein Andauern des Oeffnungsstromes über die Zeit des Oeffnens hinaus.

Alle Ursachen sodann, welche die Bildung von Inductionsströmen in der elektromagnetischen Eisenmasse oder den sie umgebenden Metallhüllen oder Spiralen beim Beginn und Aufhören ihrer Magnetisirung hindern, also die durch jene Ströme bewirkte Verlangsamung der Aenderungen ihres magnetischen Momentes vermindern, bedingen zugleich, dass die Inductionsströme, welche bei jenen Aenderungen in den die Eisenmassen umgebenden Spiralen inducirt werden, gleichfalls einen schnelleren Verlauf nehmen. Die physiologischen und magnetisirenden Wirkungen derselben werden also bei sonstigen gleichen Aenderungen des Momentes der Eisenkerne dabei gesteigert.

883 Dies zeigt sich zuerst bei Untersuchung der Extraströme in den Spiralen. Legt man in eine Drathspirale einen massiven Eisenkern, verbindet die Enden derselben mit den Polen einer Säule und mit zwei Handhaben, welche man mit den Händen ergreift, so ist die Erschütterung, welche man beim Loslösen der Säule von der Spirale erhält, in Folge des langsamen Verschwindens des Magnetismus nicht so bedeutend, als man es nach der Stärke der Magnetisirung des Eisens erwarten sollte. Indess muss doch die durch die Inductionsströme in der Eisenmasse erzeugte neue Magnetisirung geringer sein, als die Abnahme der letzteren im Moment des Oeffnens, denn sonst würde das Einlegen des Eisenkernes die physiologische Wirkung überhaupt nicht verstärken.

Wendet man dagegen an Stelle des massiven Eisenstabes ein Bündel von Eisendräthen an, welche einzeln lackirt oder in Wachs eingeschmolzen, oder einfacher nur durch eine Lampenflamme gezogen und so mit einer schlecht leitenden Oxydoxydulschicht bedeckt sind, so kann in ihnen kein so starker inducirter Strom entstehen, wie in dem massiven Eisenkerne. Die physiologische Wirkung des Extrastromes der Spirale beim Oeffnen

---

[1]) Helmholtz, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 535. 1851*.

ist daher stärker. Dies wurde zuerst von Sturgeon und Bachhoffner[1]) beobachtet. Nach Magnus[2]) findet dies sogar dann noch statt, wenn man sich durch die Ablenkung der Nadel einer Bussole in der Nähe der Spirale überzeugt hat, dass das Eisendrathbündel durch die magnetisirende Wirkung des Stromes in der Spirale ein etwas schwächeres magnetisches Moment erhalten hat, als der massive Eisenkern.

Werden die Drathbündel in leichtflüssiges Metall eingegossen, so kann jetzt in ihnen ein Inductionsstrom zu Stande kommen; sie wirken, nach Magnus, ebenso wie massive Kerne.

Werden die Drathbündel in eine Röhre von leichtflüssigem Metall, von dünnem Messingblech eingelegt, so entsteht in diesen Röhren beim Oeffnen des Stromkreises der Spirale durch das Verschwinden des Stromes und des Magnetismus der Eisendräthe gleichfalls ein inducirter Strom, welcher die Eisendräthe von Neuem magnetisirt. Hierdurch wird der Oeffnungsextrastrom in der Spirale verzögert und seine physiologische Wirkung geschwächt. — Je schlechter der Stoff der Röhre leitet, eine desto geringere Intensität besitzt der Inductionsstrom in derselben, desto geringer ist seine schwächende Wirkung. Deshalb vermindert z. B. eine Röhre von Neusilberblech viel schwächer die physiologische Wirkung, als eine Messingröhre. — Werden die Röhren der Länge nach aufgeschlitzt, so kann der Inductionsstrom in ihnen nicht entstehen; das Drathbündel wirkt wie ohne Röhre.

Spiralig gewundene Eisenbleche, welche nicht in sich geschlossen sind, verstärken, nach Magnus (l. c.), die physiologische Wirkung der Extraströme beim Einsenken in eine Spirale fast eben so stark, wie die Drathbündel; hohle, dünne, in sich geschlossene Eisenblechröhren bedeutender als massive Eisencylinder und Flintenläufe, da ihr temporärer Magnetismus nicht viel kleiner ist, als der der letzteren, die Inductionsströme in ihnen aber eine geringere Intensität besitzen. Werden die Eisenröhren aufgeschlitzt, so wird dadurch namentlich bei dickeren Röhren ihre, den Extrastrom der Spiralen verstärkende Wirkung bedeutend gesteigert. — Werden in solche aufgeschlitzte Eisenröhren noch Eisendrathbündel gelegt, so werden auch diese durch den Strom in der Spirale magnetisirt und addiren ihre inducirende Wirkung zu der des Eisenrohres bei der Bildung des Extrastromes in der umgebenden Spirale. Bei einem geschlossenen Eisenrohre von etwas dickerem Metall verstärken dagegen eingelegte Eisendrathbündel die Intensität des Extrastromes nicht, da, wie bei Umgebung des Bündels mit Röhren von nicht magnetischem Metall, durch Verschwinden des Magnetismus der Eisendräthe Inductionsströme in der Eisenröhre inducirt werden, durch deren Rückwirkung auf die Spirale die Verstärkung der Extraströme in derselben durch die Drathbündel fast vollständig compensirt wird.

---

1) Sturgeon und Bachhoffner, Annals of Electr. Vol. I, p. 481. — 2) Magnus, Pogg. Ann. Bd. XLVIII, S. 95. 1839*.

Die eben erwähnten, an den Extraströmen zu beobachtenden Erscheinungen kann man deutlicher zeigen, wenn man die Verbindung und die Loslösung der Säule von der, die Eisenkerne enthaltenden und mit dem Körper verbundenen Spirale oft hinter einander mit Hülfe des Theil I, Fig. 37 §. 80 gezeichneten Interruptors herstellt. — Man kann hierzu auch den Thl. II, Fig. 285 §. 737 gezeichneten Apparat verwenden, in dessen Spirale man die verschiedenen Eisenkerne einlegt.

839 Einige andere, an Extraströmen beobachtete Erscheinungen, welche auf denselben Ursachen beruhen, wie die beschriebenen, sind die folgenden.

Umwindet man die Schenkel eines hufeisenförmigen Elektromagnetes mit einer langen Drathspirale, legt auf den Magnet den Anker und verbindet die Enden der Spirale durch einen Commutator erst mit einer Säule und dann mit einem Galvanometer, so weicht die Nadel desselben in derselben Richtung aus, wie wenn der durch die Spirale fliessende Strom sie abgelenkt hätte. — Bei Anwendung eines 1400 Fuss langen Spiraldrathes konnte Magnus [1]) einen Ausschlag der Nadel erhalten, als die Spirale schon 10 Secunden von der Säule losgelöst war und dann erst mit dem Galvanometer verbunden wurde.

Bei Umwindung des Magnetes mit einer kürzeren Drathspirale nimmt die Dauer des Phänomens ab, da dann der in derselben beim Verschwinden des Magnetismus inducirte Strom eine geringere elektromotorische Kraft besitzt und weniger auf das Galvanometer wirken kann. — Wird der Anker nicht auf den Magnet gelegt, so zeigt sich die Erscheinung nicht.

Die längere Dauer des inducirten Stromes lässt sich auch auf eine andere Weise zeigen.

Bringt man auf die Schenkel des Elektromagnetes Spiralen mit langem Drathe und verbindet sie mit den Polen der Säule, während gleichzeitig in den Schliessungskreis ein Galvanometer mit astatischer Nadel eingeschaltet ist, so weicht die Nadel desselben stark ab. Schaltet man durch Umlegen des Commutators die Säule aus dem Schliessungskreis aus und schliesst denselben dafür durch einen Metalldrath, so geht die Nadel des Galvanometers plötzlich auf Null zurück. Nicht so ist es, wenn der Anker auf den Elektromagnet aufgelegt ist. Dann kehrt die Nadel bei dem Umlegen des Commutators nur langsam in ihre Ruhelage zurück. Es bleibt also noch längere Zeit in der Schliessung ein inducirter Strom bestehen. — Ist der Drath kurz, welcher den Elektromagnet umgiebt, so kann man diese Dauer des inducirten Stromes nicht beobachten.

Auch hier wird beim Verschwinden des Magnetismus in der längeren Spirale ein Strom von grösserer elektromotorischer Kraft inducirt, der, selbst wenn der Widerstand der Spirale so gross ist, dass seine In-

---

[1]) Magnus, Pogg. Ann. Bd. XXXVIII, S. 427. 1836*.

tensität nur die gleiche ist, wie bei einer kürzeren Spirale, dennoch im Verhältniss zu der Windungszahl auf den Eisenkern stärker magnetisirend zurückwirkt, als der Strom in der kürzeren Spirale.

Die Wirkung des Ankers kann darauf beruhen, dass die einzelnen Moleküle des Magnetes bei Anwesenheit desselben bei gleicher magnetisirender Kraft stärker in ihre magnetischen Lagen gerichtet werden, als ohne denselben. Wenn sie daher beim Aufheben der magnetisirenden Kraft in ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen zurückzukehren streben, so ertheilen die dabei in der umgebenden Spirale und in der Masse des Eisens inducirten Ströme dem Magnet von Neuem viel stärkeren Magnetismus, als wenn derselbe nicht mit dem Anker armirt ist. Im ersteren Falle erfolgt daher die Abnahme des Magnetismus viel langsamer.

Kehrt man ferner durch einen Gyrotrop die Richtung des Stromes um, welcher durch die Magnetisirungsspirale eines Magnetes geleitet wird, der mit einem nicht zu schweren Anker versehen und mit seinen Schenkeln nach unten gehängt ist, so bleibt der Anker haften, wenn die Magnetisirungsspirale kurz ist. Im gegentheiligen Falle fällt er ab. — Im ersteren Falle sind die Inductionsströme, welche das Verschwinden und das Auftreten des Magnetismus verzögern, gering. Unmittelbar beim Umschlagen des Gyrotrops tritt auch die umgekehrte Magnetisirung des Magnetes in voller Kraft ein, der Anker kann sich im Augenblick des Verschwindens des Magnetismus nur so weit vom Magnete entfernen, dass er durch dessen neu entstehenden Magnetismus wieder zu demselben herangezogen wird. — Treten aber, wie bei Anwendung längerer Inductionsspiralen, beim Umlegen des Gyrotropes stärkere Inductionsströme auf, so besteht zuerst noch der Magnetismus in Folge des Oeffnungsstromes fort; der Anker wird noch stark angezogen. Dann aber erfolgt das Verschwinden des früheren und das neue Entstehen des neuen, entgegengesetzten Magnetismus nur allmählich. So besitzt der Magnet eine längere Zeit hindurch nur eine sehr geringe Stärke, während welcher Zeit der Anker sich zu weit vom Magnete entfernt, als dass er bei dem Auftreten seiner ganzen neuen Magnetisirung wieder angezogen werden könnte [1]).

Aehnliche Resultate ergeben sich auch bei Beobachtung der physio- **840**
logischen Wirkungen des Extrastromes der Spiralen, welche einen hufeisenförmigen Elektromagnet umgeben [2]).

Legt man auf das Hufeisen einen die Schenkel verbindenden Anker, so wird zwar die Einstellung der magnetischen Theilchen hierdurch befördert, und das gesammte magnetische Moment des Hufeisenelektromag-

---

[1]) Vergl. P. M. Phil. Mag. [3] Vol. III, p. 19. 1833*; Magnus, Pogg. Ann. Bd. XXXVIII, S. 433. 1836*. — [2]) Magnus, l. c. S. 417. 1836*.

netes nimmt zu. Beim Oeffnen des Stromes behält aber derselbe nicht nur für sich schon einen bedeutenden remanenten Magnetismus sondern der letztere wird durch die im Moment des Oeffnens in seiner Masse auftretenden Inductionsströme noch so gesteigert, dass in jenem Moment eher eine Zunahme, als eine Abnahme der Magnetisirung eintritt. Man erhält daher nur eine sehr schwache physiologische Wirkung. — Ist die Inductionsspirale lang, so giebt sie für sich, ohne Einlegen des mit dem Anker geschlossenen Hufeisenmagnetes, eine stärkere Erschütterung, als mit demselben, da nun die Ursache der Verzögerung fortfällt. Dass diese Verzögerung nicht allein durch die directe Rückwirkung der im Elektromagnet inducirten Ströme auf die umgebende Spirale bedingt ist, sondern vielmehr durch die in Folge jener Ströme bewirkte neue Magnetisirung des Magnetes im Moment des Oeffnens, zeigt sich, wenn man statt des eisernen Hufeisens in die Inductionsspirale ein ganz ebenso gestaltetes Hufeisen von Zink mit darauf gelegtem Anker von Zink einlegt. Durch dieses werden die Erschütterungen nicht vermindert, welche die Spirale allein giebt.

Behält man die Handhaben der Magnetisirungsspirale nach dem Oeffnen des Stromes in der Hand, während der mit seinem Anker geschlossene Elektromagnet in ihr liegt, und reisst nun den Anker desselben ab, so erhält man eine sehr starke Erschütterung, da jetzt der remanente Magnetismus des Magnetes verschwindet. Dieselbe ist noch stärker, wenn man die Enden der Spirale durch einen metallischen Leiter verbindet und diesen unterbricht, während man gleichzeitig den Anker des Magnetes abreisst. Man würde in diesem Falle die Erschütterung durch den jedenfalls nur sehr kurze Zeit andauernden Extrastrom erhalten, welcher entsteht, wenn der beim Verschwinden des remanenten Magnetismus des Hufeisens in der Spirale inducirte Strom während seines Laufes durch die metallische Schliessung unterbrochen wird.

841 Der folgende Versuch schliesst sich den erwähnten unmittelbar an. Man umwindet die beiden Schenkel eines hufeisenförmigen Elektromagnetes mit Spiralen, deren eine Enden mit einander verbunden sind, deren andere Enden in Quecksilbernäpfe tauchen, welche mit den Polen der Säule in Verbindung stehen, und in die Dräthe eingesenkt sind, welche Handhaben tragen. Man erhält dann nach Magnus (l. c.) beim Herausheben der Enden der Spiraldräthe aus den Quecksilbernäpfen durch den dabei erzeugten Inductionsstrom nahezu gleich starke Erschütterungen, mögen die Schenkel des Hufeisens im gleichen oder entgegengesetzten Sinne durch den Strom in den Spiralen magnetisirt worden sein; obgleich im ersten Falle das Hufeisen eine bedeutende, im letzten keine merkliche Tragkraft besitzt. Wenn auch der in jedem Schenkel des Hufeisens erregte Magnetismus im ersten Falle grösser ist, als im zweiten, da die einzelnen magnetischen Moleküle beider Schenkel durch ihre gegenseitige Wirkung sich stärker in die magnetische Einstellung be-

geben, so verschwindet doch in diesem Falle, wo sie auch nach Aufhebung des magnetisirenden Stromes in ihren Lagen zum Theil verharren, der Magnetismus der Schenkel langsamer und weniger vollkommen, als im zweiten Falle, wo die Moleküle beider Schenkel ihre ungleichnamigen Pole einander zukehren und dann nach Aufhebung der magnetisirenden Kraft durch ihre Wechselwirkung in die unmagnetischen Gleichgewichtslagen zurückgeführt werden.

Ganz analoge Erscheinungen, wie an den Extraströmen, zeigen sich 842
auch, wenn man den primären Strom durch eine inducirende Spirale mit wenigen Drathwindungen leitet und über diese eine Inductionsspirale mit vielen Windungen von dünnem Drath wickelt und deren Enden durch Handhaben mit dem Körper verbindet. Beim Einlegen von Eisenstäben, Drathbündeln, Eisenröhren u. s. f. und Oeffnen des Schliessungskreises des primären Stromes sind auch hier die physiologischen Wirkungen des in der Inductionsspirale inducirten Stromes in gleicher Weise abgeändert, wie die unter gleichen Bedingungen in der magnetisirenden Spirale selbst inducirten Extraströme. Legt man die verschiedenen §. 838 beschriebenen Eisenkerne mit oder ohne Blechhüllen in die inducirende Spirale des Schlittenapparates von E. du Bois-Reymond (§. 696) ein, schiebt die Inductionsspirale über dieselbe und verbindet ihre Enden durch Handhaben mit dem Körper, so kann man beim Hindurchleiten eines Stromes durch den Apparat diese Erscheinungen studiren.

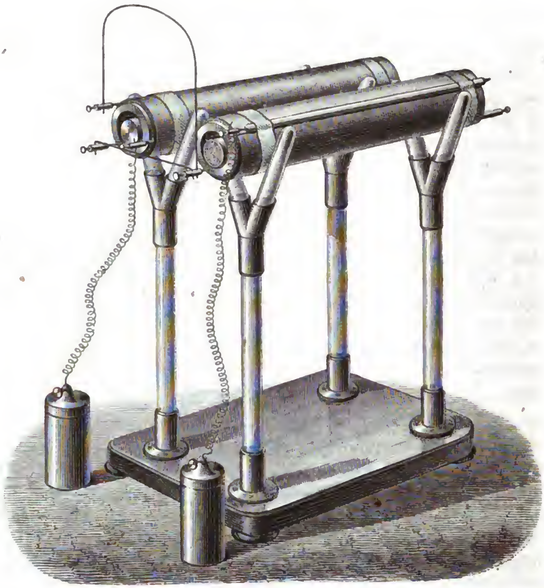
Wie wir schon §. 811 u. flgde. bei dem Einschieben nicht magnetischer 843
Metallmassen zwischen die auf einander inducirend wirkenden Spiralen beobachteten, haben auch die Inductionsströme, welche in den in jene Spiralen eingeschobenen Eisenmassen inducirt werden und das Entstehen und Vergehen ihrer Magnetisirung verzögern, nur einen Einfluss auf die physiologischen, elektrodynamischen, thermischen u. s. f. Wirkungen der Inductionsströme in der Inductionsspirale, nicht aber auf ihr galvanometrisches Verhalten, da bei endlichem Verschwinden des ganzen Magnetismus die Gesammtintensität der in den Spiralen inducirten Ströme bei gleichem Moment der Eisenmassen unter verschiedenen Umständen sich gleich bleiben muss, wobei immer vorausgesetzt wird, dass die Dauer des Verlaufs der Inductionsströme gegen die Schwingungsdauer der Galvanometernadel klein ist.

Dies hat Dove [1]) vermittelst eines sehr zweckmässigen Apparates, des Differentialinductors, bewiesen. Zwei neben einander liegende, hohle Holzröhren von 18½ Linien innerem Durchmesser, Fig. 319ᵃ, wurden in

[1]) Dove, Pogg. Ann. Bd. XLIX, S. 72. 1840*.

ganz gleicher Weise mit je 29 Windungen eines $2^1/_2$ Linien dicken, lackirten Kupferdrathes umwunden. Sie wurden hinter einander in den Schliessungsdrath einer galvanischen Säule eingeschaltet. Auf diese beiden inducirenden Spiralen wurden gleiche Rollen aufgeschoben, welche aus je 400 Fuss von $^1/_2$ Linie dickem, mit Seide übersponnenem Drath

Fig. 319ª.



gewickelt waren. Die einen Enden dieser Rollen wurden so verbunden, dass die beim Oeffnen oder Schliessen des inducirenden Stromes in ihnen erzeugten Inductionsströme einander entgegenflossen. Die anderen Enden der Rollen wurden entweder durch Handhaben mit den Händen oder mit dem Galvanometer verbunden.

Es wurde nun in die eine Röhre ein Eisencylinder, ein Eisenrohr u. s. f. eingelegt, in die andere eine Anzahl Eisendräthe von $1^{mm}$ Dicke. Von diesen wurden so viele allmählich aus der zweiten Röhre entfernt, bis die entgegenlaufenden Inductionsströme in beiden Spiralen einmal

am Galvanometer keine Ablenkung hervorbrachten; dann bis sie dem eingeschalteten menschlichen Körper keine Erschütterung ertheilten.

Auf diese Weise compensirten folgende Zahlen der Eisendräthe den einen oder anderen Einfluss der in die eine Röhre des Apparates eingelegten Körper:

| | Für das Galvanometer | Für die Erschütterung |
|---|---|---|
| Stab von Schmiedeeisen | über 110 Dräthe | 15 |
| Graueisen aus dem Tiegelofen | 92 „ | 24 |
| Weicher Stahl | 91 „ | 9 |
| Weisses Eisen (Tiegelguss) | 41 „ | 10 |
| Harter Stahl | 28 „ | 7 |

Zur Compensation der galvanometrischen Wirkung sind also mehr Dräthe erforderlich, als für die Erschütterungen. Bei gleicher galvanometrischer Wirkung, d. i. bei gleichem magnetischen Moment der Eisenbündel und Stäbe ist also, ganz entsprechend den Erfahrungen des §. 838, die Erschütterung durch die die Drathbündel enthaltende Spirale grösser, als durch die die massiven Eisen- und Stahlstäbe enthaltende. Je geringer die Continuität der Masse der Eisenkerne ist, desto geringer ist der Unterschied zwischen der Zahl der Eisendräthe, welche in beiden Fällen für die Compensation erforderlich sind.

Die verschiedene Dauer der Inductionsströme in den massiven Ker- 844
nen und Drathbündeln bemerkt man recht deutlich, wenn man in die beiden Rollen des Differentialinductors einen massiven Eisenstab und ein Bündel Eisendräthe einlegt und die Zahl der letzteren zuerst so gross nimmt, dass die galvanometrische Wirkung des Inductionsstromes der sie enthaltenden Rolle überwiegt. Entfernt man dann die Eisendräthe allmählich, so dass die gesammte inducirende Wirkung des Eisenstabes in der anderen Rolle ganz wenig das Uebergewicht hat, so weicht beim Oeffnen des inducirenden Stromes die Nadel des mit den Inductionsrollen verbundenen Galvanometers doch erst ein wenig im Sinne des den Eisendräthen entsprechenden Inductionsstromes und dann erst nach der entgegengesetzten Seite aus. Es ist dies ein recht klarer Beweis, dass die in der Zeiteinheit bewegte Elektricitätsmenge, welche die Nadel ablenkt, anfangs in der die Drathbündel enthaltenden Rolle bedeutender ist, als in der den massiven Kern enthaltenden Rolle, obgleich die in der ganzen Zeit der Induction in Bewegung gesetzte Elektricitätsmenge in letzterer überwiegt. — Je grösser die Intensität des inducirenden Stromes ist, desto grösser ist das Ueberwiegen des Inductionsstromes der Eisenbündel in den ersten Momenten. In diesem Fall übertrifft nämlich die Wirkung des Verschwindens des Magnetismus im massiven Eisenkern die Wirkung desselben in den Drathbündeln erst, wenn schon die

Nadel des Galvanometers in Folge der intensiveren Ströme ziemlich weit aus ihrer Ruhelage abgelenkt ist. Bei der geneigten Lage derselben gegen die Windungen des Multiplicators kann dann jene überwiegende Wirkung die Nadel nicht mehr nach der entgegengesetzten Seite ablenken. In Folge dieses secundären Umstandes müssen bei stärkeren Strömen zur Compensation der galvanometrischen Wirkung eines Eisenkernes weniger Eisendräthe verwendet werden, als bei schwächeren.

845 Analoge Erscheinungen ergeben sich, nach Dove, wenn gleich dicke und gleich lange Stücke von Flintenläufen, von denen das eine der Länge nach aufgeschnitten, das andere geschlossen ist, in die beiden Rollen des Differentialinductors eingelegt werden. Die galvanometrischen Wirkungen der Inductionsströme beider Rollen compensiren sich vollständig, und doch überwiegt die physiologische Wirkung der den aufgeschnittenen Lauf enthaltenden Rolle.

Werden in die beiden primären Spiralen des Differentialinductors die beiden gleichen Schenkel eines weichen Hufeisens eingeschoben und die Inductionsspiralen so gestellt, dass ihre entgegengesetzt gerichteten Ströme keine physiologische Wirkung hervorbringen, so bleibt dies Verhältniss bestehen, wenn man zwischen die primäre und Inductionsspirale der einen Rolle eine der Länge nach aufgeschnittene, zwischen die Spiralen der anderen Rolle eine gleiche oder eine in sich geschlossene dünne Eisenblechröhre einschiebt. In beiden Fällen dienen die Blechröhren als Anker zu den Schenkeln des Magnetes und werden im entgegengesetzten Sinne, wie diese, magnetisirt. Beim Oeffnen des primären Stromes subtrahirt sich also ihre inducirende Wirkung von der der Schenkel des Hufeisens; indess überwiegt doch die Wirkung der letzteren, da ihre Magnetisirung bedeutender ist. Da sie auch im Verhältniss zu den Blechröhren eine sehr bedeutende Masse besitzen, so kommen die Unterschiede, welche bei ihnen durch das Aufschlitzen der einen auftreten, weniger in Betracht [1]).

Ebenso lassen sich alle §. 838 beschriebenen Versuche sehr bequem mit dem Differentialinductor anstellen, wenn man in die beiden Spiralen desselben die zu vergleichenden Eisenkerne, Blechcylinder u. s. f. einlegt und nun die physiologischen und galvanometrischen Wirkungen jeder Inductionsspirale einzeln untersucht.

846 Ganz dieselben Resultate, wie für die physiologischen Wirkungen, ergeben sich, wenn man den Strom des Differentialinductors durch eine kleine Drathspirale leitet, in welche man Stahlnadeln einlegt. Ihre Magnetisirung findet immer im Sinne des Stromes der Rolle statt, deren Wirkung auch in physiologischer Beziehung überwiegt.

Dove (l. c.) verband z. B. die freien Enden der beiden entgegen-

---

[1]) Dove, Pogg. Ann. Bd. XLIII, S. 518. 1838*.

gesetzt verbundenen Spiralen seines Differentialinductors mit einem aus 200 Windungen von übersponnenem Kupferdrath bestehenden Multiplicator. Nachdem der Stromkreis des inducirenden Stromes geschlossen war, wurde in die eine Spirale ein Cylinder von weichem Eisen, in die andere ein Bündel von Eisendrath, in den Multiplicator eine dicke Nähnadel eingelegt. Beim Oeffnen der inducirenden Spiralen des Differentialinductors wurde die Nähnadel magnetisch. Um derselben hierbei den Magnetismus zu ertheilen, welchen sie durch die das Drathbündel enthaltende Spirale erhält, musste dasselbe aus wenigstens 70 Eisendräthen bestehen, während mehr als 110 Dräthe erforderlich waren, um die galvanometrische Gleichheit der in beiden Inductionsspiralen inducirten Ströme herzustellen. Dieselben Verhältnisse ergaben sich, als in die beiden Drathspiralen *A* und *B* gleich viel Eisendräthe eingelegt wurden, die Dräthe der einen Rolle *B* aber mit einem in sich geschlossenen Metallblech umgeben waren. Bei vollkommener Compensation der Wirkungen der Inductionsströme am Galvanometer überwog die magnetisirende Wirkung der Rolle *A*.

Anders verhält es sich, wenn man die Enden der Inductionsspiralen des Differentialinductors mit den Drathwindungen eines Elektromagnetes von weichem Eisen verbindet und die Richtung seiner Magnetisirung durch die Ablenkung einer ihm gegenübergestellten Magnetnadel bestimmt. Hat man die Rollen des Inductors mit einem massiven Eisencylinder (in *A*) und Drathbündeln (in *B*) erfüllt, so dass beim Oeffnen des primären Stromes die Magnetisirung einer Stahlnadel durch den Inductionsstrom beider Rollen schon im Sinne des Stromes in Rolle *B* erfolgt, so wird doch der mit den Inductionsspiralen verbundene Elektromagnet im Sinne des Stromes in Rolle *A* magnetisirt.

Der Grund dieses verschiedenen Verhaltens des Stahles und Eisens kann folgender sein. Im ersten Moment nach dem Oeffnen überwiegt der schneller verlaufende, also in jedem einzelnen Zeittheil seiner Dauer intensivere Strom der Rolle *B*. Eine Stahlnadel erhält eine permanente Magnetisirung im Sinne dieses Stromes. Im späteren Verlauf der Inductionsströme ist der Strom von *B* schon erloschen, während der von *A* noch andauert. Indess ist seine Intensität dann nicht mehr gross genug, um den permanenten Magnetismus des Stahles umzukehren; er vermindert ihn nur. Beim Eisen wird dagegen die Magnetisirung leichter durch einen dem ursprünglich magnetisirenden Strom entgegengerichteten Strom umgekehrt, so dass dann die in den letzten Zeittheilen der ganzen Induction noch vorhandenen Antheile des Stromes von *A* die anfängliche Magnetisirung des weichen Hufeisens durch den Strom von *B* umkehren können.

Diese Untersuchung der magnetisirenden Wirkung der Ströme des 847
Differentialinductors bietet nach Dove [1]) ein bequemes Mittel dar, sehr

[1]) Dove, Pogg. Ann. Bd. LIV, S. 333. 1841*.

geringe Spuren von Magnetismus in verschiedenen Metallen zu entdecken. Man legt in die eine Rolle *A* des Differentialinductors einen massiven Cylinder von dem zu untersuchenden Metall und lässt die andere Rolle *B* leer. Die Magnetisirung der Stahlnadeln erfolgt in dem Sinne des Inductionsstromes der Rolle *B*, da die Inductionsströme in *A* verzögert werden. — Vertheilt man den massiven Metallcylinder in immer dünnere Dräthe, so dass die Inductionsströme in denselben immer schwächer werden, und tritt endlich ein Punkt ein, bei dem die magnetisirende Wirkung des Stromes von Rolle *A* überwiegt, so verhält sich das Metall in derselben wie ein in *A* eingelegter Eisendrath: es ist also magnetisch.

Dieses Verhalten ergab sich bei Kupfer, Zinn, Quecksilber (in Glasröhren), Antimon, Wismuth (schwach eisenhaltig), chemisch reinem Zink (schwach), Blei, Neusilber. — Wahrscheinlich enthielten alle diese Metalle geringe Beimengungen von Eisen.

Zugleich giebt auch der Differentialinductor eine Möglichkeit, das magnetische Moment verschiedener Substanzen zu vergleichen, indem man sie in die eine Rolle *A* desselben, in die andere Rolle *B* Eisendräthe einlegt, bis die entgegengesetzt gerichteten Inductionsströme beider Rollen die Nadel des Galvanometers nicht ablenken. Dann ist das Moment jener Substanzen dem der Drathbündel gleich. Auf diese Weise waren bei Anwendung verschiedener Kerne in Rolle *A* folgende Zahlen *n* von Eisendräthen zur Compensation erforderlich:

| | $n$ |
|---|---|
| Röhre von doppeltem Eisenblech . . . . . . . | 170 |
| Weicher Stahlcylinder . . . . . . . . . . . | 150 |
| Quadratische Nickelstange (4‴75 in Quadrat) . . | 10 |
| Röhre von Nickel . . . . . . . . . . . . | 4 |
| Cylinder von Eisenscheiben mit zwischengelegtem Papier . . . . . . . . . . . . . . . . | 4 |
| Cylinder von Stahlscheiben mit zwischengelegtem Papier . . . . . . . . . . . . . . . . | 2 |
| Cylinder von Weissblechscheiben . . . . . . | 1 |
| Röhre von Neusilber . . . . . . . . . . . | 1 |
| Cylinder von eisernen Bohrspähnen . . . . . | 1 |

Legt man in die Rollen *A* und *B* des Differentialinductors einen weichen Eisen- oder Stahlstab und einen harten Stahlstab ein, verbindet die Enden der Inductionsrollen einerseits mit einander, anderseits in entgegengesetztem Sinne mit einem Galvanometer, und schliesst den primären Strom, so schlägt die Nadel in Folge des Ueberwiegens der Inductionswirkung des Eisens im Sinne des Inductionsstromes in *A* aus, da Eisen und weicher Stahl mehr temporären Magnetismus annehmen, als harter Stahl. Legt man aber nach dem Oeffnen den harten Stahlstab umgekehrt in die Rolle *B* ein, so überwiegt bei neuer Schliessung der

Strom in $B$, da nun der Stab nicht nur sich von Neuem in entgegengesetztem Sinne temporär magnetisirt, sondern auch noch seinen früheren permanenten Magnetismus verloren hat, also die Gesammtänderung seines magnetischen Momentes jetzt bedeutender ist, als beim weichen Eisen.

Was von der physiologischen und magnetisirenden Wirkung der mit verschiedenen Eisenkernen erfüllten Inductionsspiralen gesagt ist, gilt auch von der Funkenbildung. Selbst wenn beim Einlegen zweier Kerne in die beiden Spiralen des Differentialinductors die in beiden inducirten Ströme galvanometrisch ganz gleich sind, so zeigt sich doch, wenn man den primären Strom durch jede einzelne Rolle desselben leitet und sodann öffnet, der entstehende Oeffnungsfunken heller bei der Rolle, deren Inductionsspirale die grössere magnetisirende oder physiologische Wirkung ausübt. 848

Sehr deutlich lässt sich nach Poggendorff[1]) diese Wirkung der Extraströme auf die Funkenentladung bei verschiedenen Drathleitungen und Eisenkernen an einem Wagner'schen Hammer studiren, welchen man unter der evacuirten Glocke der Luftpumpe spielen lässt, indem man gleichzeitig in den Schliessungskreis der ihn erregenden Säule eine aus zwei neben einander gewickelten Drathlagen bestehende Spirale einfügt. Sind die beiden Drathlagen so verbunden, dass der Strom sie in entgegengesetzter Richtung durchfliesst, so entsteht in ihnen kein Extrastrom beim Oeffnen und Schliessen des Stromkreises durch den Wagner'schen Hammer; der Funken an der Unterbrechungsstelle des letzteren ist klein und unscheinbar. Durchfliesst der Strom die Drathlagen aber in gleicher Richtung, so wird der Funken sehr lebhaft, und zugleich überzieht blaues Glimmlicht den negativen Theil an der Unterbrechungsstelle. Diese Erscheinung zeigt sich namentlich sehr deutlich, wenn man ein volles oder hohles Drathbündel von Eisendräthen in die Spirale einschiebt, und besonders wenn dasselbe ziemlich viel länger ist als die Spirale, so dass der in ihm entwickelte Magnetismus sehr bedeutend ist. — Legt man statt des Drathbündels einen massiven Eisenstab in die Spirale, so vermindert sich dagegen die Lichterscheinung, da die in demselben inducirten Ströme auf die Spirale selbst inducirend zurückwirken, und so die Intensität der in ihr erzeugten Extraströme in jedem einzelnen Moment mehr vermindert wird, als der im Stabe erzeugte Magnetismus sie vermehrt. — In gleicher Weise vermindert eine um die Spirale gelegte zweite, in sich geschlossene Spirale die Helligkeit der Funken, während dies nicht der Fall ist, wenn ihr Kreis an irgend einer Stelle unterbrochen ist.

Endlich ist auch, ganz analog den Erfahrungen des §. 818, die Wärmewirkung der Inductionsströme grösser, wenn die in die inducirenden Spiralen eingelegten Eisenkerne keine Bildung von Inductionsströmen in

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 159. 1855*.

ihrer Masse zulassen; also grösser beim Einlegen von Drathbündeln als beim Einlegen von hohlen Röhren u. s. f. [1]).

849 Die vorhergehenden Versuche haben auf indirectem Wege den Einfluss der Inductionsströme auf den zeitlichen Verlauf der Magnetisirung und Entmagnetisirung des Eisens dargethan. Mehr direct zeigen dagegen die folgenden Erfahrungen, wie die Verminderung der Intensität der Ströme, welche in den Eisenkernen oder den dieselben umgebenden Spiralen inducirt werden, die Schnelligkeit der Aenderungen des Magnetismus bei Veränderung der Intensität des magnetisirenden Stromes vermehrt.

Bedient man sich eines Elementes von grosser Oberfläche, um einen Wagner'schen Hammerapparat oder den Zeichengeber eines Morse'schen Telegraphen zu bewegen, so kann man in derselben Zeit viel weniger Oscillationen des Hammers des ersteren, viel weniger Zeichen am zweiten erhalten, als bei Anwendung einer Anzahl hinter einander verbundener kleiner Elemente; selbst wenn in beiden Fällen die Intensität des Stromes während seines continuirlichen Verlaufes dieselbe ist [2]).

In gleicher Weise geht der Ton, den der sich bewegende Hammer des Wagner'schen Apparates in Folge seiner Oscillationen erzeugt, in die Höhe, wenn man statt den Strom eines Grove'schen Elementes, deren sechs hinter einander verbundene zur Bewegung des Hammers verwendet, dabei aber durch Einschaltung von Widerständen in den Schliessungskreis die Stromintensität constant erhält [3]).

Bei gleicher Intensität des magnetisirenden Stromes ist die elektromotorische Kraft des Extrastromes, welcher in der Magnetisirungsspirale des Magnetes erregt wird, der den Wagner'schen Hammer oder den Schreibstift des Morse'schen Telegraphen bewegt, beim Schliessen des Stromkreises zwar jedesmal dieselbe; da indess bei Anwendung mehrerer hinter einander geschlossener Elemente statt eines grossen Elementes der Widerstand der Schliessung grösser ist, so wird seine Intensität und die durch ihn bewirkte Schwächung des Hauptstromes geringer. Der Magnet wird also bei Anwendung einer vielgliedrigen Säule ein gewisses, zur Bewegung des Schreibstiftes oder Hammers erforderliches Quantum von Magnetismus in kürzerer Zeit erhalten, als bei nur einem Element. — Der beim Oeffnen der Schliessung erzeugte Extrastrom kommt hier nicht in Betracht, da eben die Leitung bei seiner Ausbreitung unterbrochen ist.

Die verschiedene Verminderung der Intensität des magnetisirenden Stromes durch den Extrastrom zeigte Beetz auch durch einen messenden Versuch: Er leitete den Strom eines Grove'schen Elementes oder einer aus sechs solchen Elementen zusammengesetzten Säule durch eine kurze

[1]) Vgl. auch Wartmann, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XIX, p. 257. 1847*. — [2]) Hipp, Mitth. d. naturf. Gesellsch. in Bern. 1855. S. 190*. — [3]) Beetz, Pogg. Ann. Bd. CII, S. 557. 1857*.

Spirale von 0,5$^{mm}$ dickem Kupferdrath und schaltete in beiden Fällen in den Schliessungskreis stets einen solchen Widerstand ein, dass die an einem Spiegelgalvanometer gemessene Intensität des Stromes in demselben bei ununterbrochener Schliessung dieselbe war. Wurde nun der Strom oftmals durch ein mittelst eines Uhrwerkes getriebenes Zahnrad (200 Mal in der Secunde) unterbrochen, so subtrahirte sich jedesmal der Extrastrom von dem magnetisirenden Strom, und die Intensität desselben ergab sich am Galvanometer (in Scalentheilen):

| | 1 Element. | 6 Elemente. |
|---|---|---|
| Spirale ohne Eisenkern | 6,2 | 7,5 |
| „ mit „ | 2,5 | 5,8 |

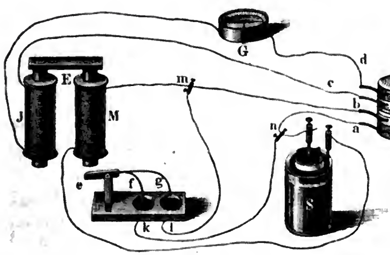
Bei Vermehrung der Zahl $n$ der Unterbrechungen wächst der Einfluss der Extraströme, so dass Beetz dann folgende Ablenkungen am Galvanometer erhielt:

| | 1 Element. | | 6 Elemente. | |
|---|---|---|---|---|
| | $n = 170$ | $n = 250$ | $n = 170$ | $n = 250$ |
| Spirale ohne Eisenkern | 2,5 | 2 | 3,4 | 3 |
| „ mit „ | 1,2 | 0,5 | 2,6 | 2,4 |

Eine genauere quantitative Untersuchung der Zeit, welche der Magnetismus eines Elektromagnetes bei verschieden langen Schliessungskreisen braucht, um bis zu einer gewissen Grösse anzusteigen, ist von Beetz (l. c.) vorgenommen worden. 850

Die Schenkel eines Elektromagnetes $E$ (Fig. 320) wurden mit zwei Drathspiralen bedeckt, von denen die eine $M$ als Magnetisirungs-, die

Fig. 320.




andere $J$ als Inductionsspirale diente. Auf die Axe einer Centrifugalmaschine wurde ein aus zwei Elfenbeincylindern $A$ und $B$ bestehender Commutator gesteckt. Auf die Elfenbeincylinder waren oben und unten Messingplatten geschraubt, von denen schmale Fortsätze in die freie Elfenbeinfläche hineinragten. Eine an dem einen Theil $A$ unter-

halb angebrachte Gradtheilung, der ein Strich auf der oberen Seite von *B* entsprach, gestattete, die Cylinder um ein Bestimmtes gegen einander zu drehen. Auf *A* und *B* schleiften je zwei Federn, *a*, *b* und *c*, *d*, von denen *a* und *b* den aus einem oder mehreren Elementen *S* und der Spirale *M* bestehenden Schliessungskreis, *c* und *d* den die Inductionsspirale *J* und das Galvanometer *G* enthaltenden Kreis schlossen, wenn sie gleichzeitig auf die Messingplatten und die von diesen ausgehenden Metallfortsätze auf den Elfenbeincylindern traten. Dreht man die Cylinder *A* und *B* und verstellt sie so, dass die Federn *cd* bei der Drehung von *A* und *B* um ein Bestimmtes später auf die Metallfortsätze von *A* treten, als die Federn *a* und *b* auf die Fortsätze von *B*, so wird der Stromkreis *JGdc* etwas später geschlossen, als der Kreis *SabM*, und der Ausschlag des Galvanometers giebt die Intensität des Inductionsstromes einige Zeit nach der Schliessung des primären Stromes während der Zeit an, dass Feder *c* auf dem Metallfortsatz von *A* schleift. — Damit indess beim Weiterdrehen nicht der Stromkreis durch Abgleiten der Feder *b* von dem Metallfortsatz von *B* wiederum geöffnet werde, wodurch in *J* ein neuer Strom inducirt würde, bringt Beetz unter dem, die Spirale *M* tragenden Schenkel des Magnetes einen Hebel an, der einerseits den Eisenanker *e*, andererseits die Dräthe *f* und *g* trägt, von denen *f* beständig in Quecksilbernapf *k* taucht, *g* dicht über dem Quecksilber des Napfes *l* schwebt. *k* und *l* sind mit den Punkten *m* und *n* der Stromesleitung der Säule metallisch verbunden. Sobald nun beim Drehen des Cylinders *B* der Strom von *S* geschlossen wird, wird Anker *e* vom Magnet angezogen, *g* taucht in das Quecksilber in *l* ein, und der Stromkreis der Magnetisirungsspirale bleibt auch, wenn bei der weiteren Drehung des Commutators die Feder *b* wieder auf Elfenbein übertritt, auf der Bahn *MSnkfglmM* geschlossen. — Kennt man die Anzahl Grade, um die der Cylinder *B* gegen Cylinder *A* verstellt ist, sowie die Umdrehungsgeschwindigkeit der Cylinder, welche durch den Ton bestimmt wurde, den eine Feder gab, welche an dem Rand eines auf die Drehungsaxe aufgesetzten Zahnrades schleifte, so weiss man, um welche Zeit *t* der Inductionskreis später als der primäre, magnetisirende Kreis geschlossen ist. — Wurden in den Inductionskreis verschiedene Längen *l* von Drath (in Viertelstunden Telegraphendrath) eingeschaltet, so ergab sich die Intensität des Inductionsstromes:

| *t*. | *l* = 0.. | 1. | 2. | 3. | 10. |
|---|---|---|---|---|---|
| 0 Sec. | 32,5 | 8,1 | 5 | 2,2 | 0,6 |
| 0,0035 | 8,2 | 2,2 | 1,2 | 0,8 | 0,3 |
| 0,0069 | 4,0 | 0,8 | 0,7 | 0,6 | 0,2 |
| 0,0208 | 0,9 | 0,5 | 0,3 | 0,2 | 0,1 |

Je grösser also der Widerstand des inducirten Kreises ist, desto schneller sinkt die Intensität des Inductionsstromes auf einen bestimmten kleinen Werth. Bildet sich derselbe also als Extrastrom in der primären

Schliessung selbst, so wird die Intensität des primären Stromes um so schneller bis zu einem gewissen Theil ihres Maximums anwachsen, je grösser der Widerstand seiner Schliessung ist.

Auch bei Anwendung verschiedener Eisenkerne hat **Beetz**[1]) durch quantitative Messungen den verschieden schnellen Verlauf der Inductions- **851**

Fig. 321.

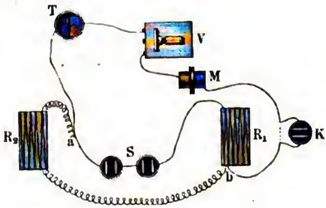
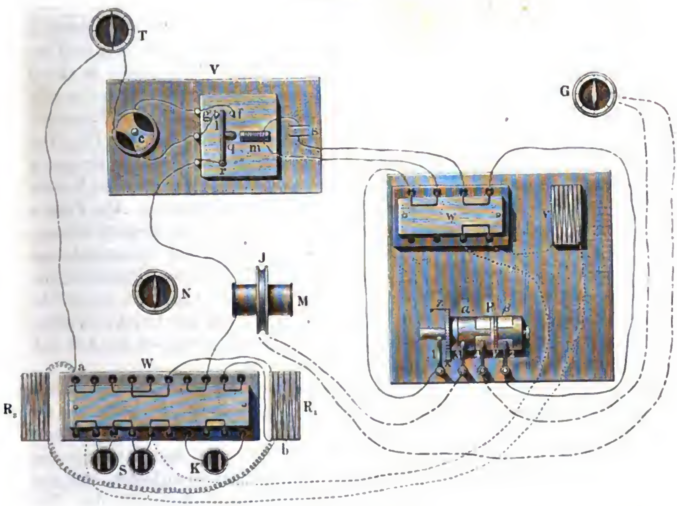



Fig. 322.




ströme näher verfolgt, welcher durch die schon erwähnten Versuche auf

---

[1]) **Beetz**, Pogg. Ann. Bd. CV, S. 497. 1858*.

indirectem Wege dargethan worden ist. Der Strom einer Säule $S$ (Fig. 321 und 322 a. v. S.) wurde vermittelst einer Poggendorff'schen Wippe $W$ (vergl. Thl. I, §. 452) durch einen Rheostat $R_1$ geleitet und theilte sich bei $a$ und $b$ in zwei Zweige. Der eine derselben enthielt einen Rheostat $R_2$, der andere eine in der Ostwestrichtung liegende Magnetisirungsspirale $M$, die Tangentenbussole $T$ und eine besondere Vorrichtung $V$, durch welche in einem bestimmten Augenblick der Strom unterbrochen werden konnte. Dieselbe bestand aus einem kleinen Elektromagnet $m$, welcher durch den Strom einer besonderen Säule $s$ in jenem Augenblick erregt wurde und dann den Anker $q$ anzog, welcher an der, um die Axe $r$ drehbaren Metallfeder $rl$ befestigt war. Die Axe $r$ war mit dem einen Ende der, durch die Spirale $M$ gehenden Leitung der Säule $S$ verbunden; zwei dem Ende $l$ der Feder $rl$ gegenüber stehende Metallspitzen $f$ und $g$ konnten durch den Commutator $c$ abwechselnd mit dem anderen Ende derselben verbunden werden. Geschah dies bei Spitze $g$, gegen welche die Feder $rl$ in ihrer Ruhelage gegendrückte, so wurde bei der Erregung des Magnetes $m$ der Stromkreis $SaTVMb$ der Säule durch Anziehung des Ankers $q$ geöffnet; geschah dies bei der Spitze $f$, so wurde dabei $rl$ gegen $f$ gegengedrückt, und der Stromkreis geschlossen. — Die Säule $s$ konnte durch eine Wippe $w$ mit dem Commutator $P$ verbunden werden, dessen Einrichtung ganz analog der des in §. 850 beschriebenen ist. Auf eine Metallaxe sind zwei Elfenbeincylinder $\alpha$ und $\beta$ geschoben, die beide an ihrem äusseren Ende mit metallenen Ringen eingefasst sind, von denen schmale metallene Fortsätze auf das Elfenbein übergreifen. Die Breite dieser Fortsätze beträgt bei $\alpha$ $5^0$, bei $\beta$ $10^0$. Der Metallring von $\beta$ ist mit der Axe verbunden. Gegen diese, sowie gegen $\beta$ schleifen die Federn 1 und 2, gegen $\alpha$ die Federn 3 und 4. Die Federn 1 und 2 sind durch die Wippe $w$ mit der Säule $s$ verbunden. Die Federn 3 und 4 stellen die Verbindung einer schmalen, auf die Magnetisirungsspirale $M$ aufgeschobenen Inductionsspirale $I$ und des Spiegelgalvanometers $G$ her, sobald Feder 4 auf den Metallfortsatz des Elfenbeincylinders $\alpha$ auftritt. Die den Commutator $P$ tragende Axe wird vermittelst einer Centrifugalmaschine in Rotation versetzt, und ihre Geschwindigkeit durch den Ton der Feder $z$ bestimmt, welche gegen das auf die Axe aufgesetzte Zahnrad $x$ gegenschlägt.

Der Gang der Versuche war wesentlich folgender: Zuerst wurde durch Einstellung der Rheostaten $R_1$ und $R_2$ bewirkt, dass die an der Tangentenbussole $T$ abgelesene Intensität $I$ des magnetisirenden Stromes einen bestimmten Werth hatte. — Da sich aber beim Oeffnen und Schliessen des Stromes in der Spirale $M$ ein Extrastrom bildet, der sich zu ihm addirt oder subtrahirt, so mussten, damit die Intensität desselben stets jenem Strom proportional blieb, bei der Regulirung der Intensität $I$ durch die Rheostaten $R_1$ und $R_2$ die Widerstände der Zweige $aR_2b$ und $aR_1b$ (Fig. 321) stets im entgegengesetzten Sinne gleichmässig geändert werden, damit der Gesammtwiderstand dieser neben einander vom Extra-

strom durchflossenen Leiter unverändert blieb. — Um dies zu prüfen, wurden vor jedem Versuch vermittelst der Wippe *W* (sie wird so umgeschlagen, dass ihre in der Figur oberhalb gezeichneten Haken in die unter ihnen befindlichen Löcher tauchen) die zwei Elemente der Säule *S* gegen einander verbunden, dass ihr Strom sich aufhob, und in den Zweig *aTVMb* ein besonderes Element *K* eingeschaltet. Der Ausschlag der Bussole *T* musste dann in allen Fällen constant sein. So lange die Säule *S* nicht durch den Apparat *V* geschlossen war, wurde sie vermittelst der zweiten Wippe *w* mit dem Drath *v* verbunden, dessen Widerstand dem ihrer nachherigen Schliessung nahezu gleich war. Dadurch wurden die durch die Polarisation verursachten Schwankungen ihrer elektromotorischen Kraft vermieden.

Es wurden nun die beiden Hälften $\alpha$ und $\beta$ des Commutators *P* um einen an der Theilung genau messbaren Winkel gegen einander gedreht. Darauf wurde durch Umschlagen der Wippe *w* die Verbindung von *S* mit *v* aufgehoben und die Schliessung des die Säule *S* enthaltenden Kreises durch Zurückschlagen der Wippe *W* (so dass die unterhalb gezeichneten Haken derselben in die unter ihnen befindlichen Löcher tauchen), hergestellt. Dann wurde der Commutator *P* in Rotation versetzt. Dadurch wurde der die Säule *s* und die Magnetisirungsspirale des Elektromagnetes *m* enthaltende Schliessungskreis geschlossen, sobald Feder 2 auf den Metallfortsatz des Elfenbeincylinders $\beta$ trat. Magnet *m* wurde erregt, er zog Anker *q* an und öffnete oder schloss je nach der Stellung des Commutators *c* den die Magnetisirungsspirale *M* durchfliessenden Strom der primären Säule *S*. Bei weiterer Drehung des Commutators *P* wurde dann auch die Inductionsspirale *I* durch die Federn 3 und 4 mit dem Galvanometer *G* verbunden. Die Zeit zwischen der Schliessung des Stromkreises der Säule *s* und der Spirale *I* ergab sich aus der Drehungsgeschwindigkeit von *P* und der Stellung der Elfenbeincylinder $\alpha$ und $\beta$. Sie wurde um je 0,00195 Secunden verlängert, wenn dieselben um $5^0$ weiter gegen einander verschoben wurden. — Da indess der Magnet *m* eine gewisse Zeit brauchte, um seinen Magnetismus so viel zu ändern, dass sich der Anker *q* bewegte und den Stromkreis der Säule *s* öffnete oder schloss, so musste diejenige Stellung der Scheiben $\alpha$ und $\beta$ des Commutators *P* als Nullstellung betrachtet werden, bei welcher bei obigem Verfahren eben ein Inductionsstrom auftrat. — In Folge der Breite des Metallfortsatzes auf $\alpha$ vermittelten die Federn 3 und 4 den Durchgang des Inductionsstromes für etwa 0,00195 Secunden. Da der Fortsatz auf $\beta$ breiter war, als der auf $\alpha$, so konnte stets bewirkt werden, dass die Feder 2 auf den Fortsatz auf $\beta$ eher auftrat oder später von demselben abglitt, als Feder 4 auf den Fortsatz auf $\alpha$. Es konnte auf diese Weise mit Sicherheit verhütet werden, dass nicht etwa gleichzeitig ein in *I* erregter Schliessungs- und Oeffnungsinductionsstrom zum Galvanometer gelangte.

Die Versuche wurden zuerst angestellt, ohne dass in der Spirale *M*

ein Eisenkern lag, sodann nach dem Einlegen eines solchen. Das jedesmalige magnetische Moment der Spirale mit oder ohne Eisenkern wurde durch die Ablenkung einer ihrem Ende gegenüber gestellten Magnetnadel $N$ bestimmt.

Als Eisenkerne wurden benutzt:

1) ein massiver Eisencylinder;

2) ein Bündel von 1000 ausgeglühten Eisendräthen;

3) und 4) ein ganzer und ein der Länge nach aufgeschlitzter Flintenlauf;

5) ein Papierrohr, gefüllt mit Eisenfeilen, welche durch Glühen und Schütteln mit einer Harzlösung mit einer isolirenden Schicht überzogen waren;

6) ein Papierrohr, gefüllt mit runden Eisenblechscheiben. — Alle diese Kerne hatten 14,5 Centimeter Länge und 24 Millimeter Durchmesser;

7) und 8) Eisenstäbe von 14,5 Centimeter Länge und respective 12 oder 2 Millimeter Durchmesser;

9) Eisenstäbe von 29 Centimeter Länge und 24 Millimeter Durchmesser;

10) Eisendrathbündel, 7 Centimeter lang, 24 Millimeter dick.

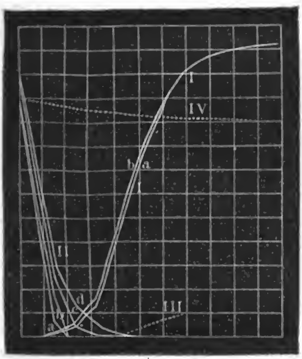
Ausser den in den einzelnen Zeiten nach dem Schliessen oder Oeffnen des primären Stromes in Spirale $I$ inducirten „Partialströmen" wurde auch der totale inducirte Strom oder „Integralstrom" gemessen, welcher erhalten wurde, während die Federn beständig auf den Metallstücken des nunmehr ruhenden Commutators $P$ auflagen und der magnetisirende Strom geöffnet oder geschlossen wurde. Bei der Vergleichung der verschiedenen Eisenkerne wurde die Intensität des magnetisirenden Stromes so gewählt, dass diese Integralströme möglichst gleich waren, die Kerne also gleiche magnetische Momente nach längerer Schliessung erhielten. Die Differenz der in den einzelnen Zeiten bei den Versuchsreihen inducirten Partialströme mit und ohne Einlage des Eisenkernes in die Magnetisirungsspirale geben ein Maass für die Veränderung des Magnetismus der Eisenkerne in diesen Zeiten. Beim Schliessen des magnetisirenden Stromes entspricht also ihre von Anfang der Magnetisirung bis zu einem bestimmten Zeitpunkt gezählte Summe dem magnetischen Moment des Eisenkernes zu demselben Zeitpunkte; beim Oeffnen des Stromes entspricht die Differenz des beim völligen Verschwinden des Magnetismus inducirten Integralstromes und der Summe der vom Zeitpunkt des Oeffnens an bis zu einer bestimmten Zeit gezählten Partialströme dem magnetischen Moment in jener Zeit. Es ergaben sich folgende Resultate:

1) Der ohne Einlegen eines Eisenkernes in die Spirale $M$ in der umgebenden Inductionsspirale bei der Oeffnung des primären Stromes erhaltene Inductionsstrom dauert unmessbar kurze Zeit, wie dies schon Helmholtz (§. 793) gefunden. Derselbe zeigt gleiche Intensität, mag die Feder 4 auf dem unter ihr befindlichen Metallfortsatz nach dem Oeffnen des primären Stromes $1^0$ oder $5^0$ durchlaufen.

2) Der beim Schliessen inducirte Strom steigt in 10 bis 12 Tausendstel Secunden bis zu einem Maximum an und fällt dann, namentlich bei einer längeren Spirale mit vielen Windungen, langsam ab. — Der beim Oeffnen oder Schliessen erhaltene Integralstrom ist indess unter gleichen Umständen in beiden Fällen gleich, wie auch die Versuche von Edlund (§. 744) und Rijke (§. 745) für die Extraströme ergeben.

3) Legt man verschiedene Eisenkerne in die Spirale, welche ganz in sie hineinpassen, so ist das Ansteigen der bei der Schliessung inducirten Partialströme und des Magnetismus der Kerne fast dasselbe in allen Fällen. Die Curven I *a* und *b*, Fig. 323, stellen auf diese Weise den Magnetismus eines massiven Eisenkernes und Drathbündels dar. Die Abscissen bezeichnen die Zeiten von Anfang der Schliessung an, die Ordinaten die am Ende derselben sich ergebenden magnetischen Momente der Eisenkerne. Es ist also der Verlauf des Ansteigens im Wesentlichen durch den in der Magnetisirungsspirale inducirten Gegenstrom, viel weniger durch die in der Masse der Eisenkerne selbst inducirten Ströme oder die zur magnetischen Einstellung ihrer Moleküle erforderliche Zeit bedingt.

Fig. 323.




4) Beim Oeffnen fällt der Magnetismus der Kerne verschieden schnell ab, ganz wie auch Dove angegeben hat. — Drathbündel und Röhren voll Eisenfeilen verlieren fast augenblicklich, ein aufgeschlitzter Flintenlauf (*a*), in dessen Masse sich nur schwache Inductionsströme bilden können, ziemlich schnell, eine Papierröhre voll Blechscheiben (*b*) langsamer, und ein in sich geschlossener Flintenlauf (*c*) oder massive Eisenkerne (*d*) noch langsamer ihren Magnetismus. Die Curven II *a* bis *d* (Fig. 323) verzeichnen die magnetischen Momente dieser verschiedenen Kerne zu verschiedenen Zeiten nach Oeffnung des magnetisirenden Stromes.

5) Wurde die schmale Inductionsspirale $I$ über verschiedene Stellen eines ganz in die Magnetisirungsspirale hineinpassenden, aus einzelnen

Blechscheiben gebildeten Kernes geschoben, so war trotz des Mangels an Continuität im Kern die Zeit zum Entstehen des Magnetismus an der Mitte und am Ende gleich.

6) Befindet sich die Magnetisirungsspirale und die Inductionsspirale auf verschiedenen Stellen des Eisenkernes, z. B. auf den beiden Schenkeln eines grossen Elektromagnetes, so vergehen nach dem Oeffnen des magnetisirenden Stromes erst einige Momente, bis der entstehende Inductionsstrom das Verschwinden des Magnetismus im anderen Schenkel anzeigt; ebenso vergehen, wenn die Spiralen auf die beiden Enden eines $58^{ctm}$ langen, $24^{mm}$ dicken Eisenstabes geschoben sind, wohl 8 Tausendstel Secunden nach der Schliessung des magnetisirenden Stromes, ehe der Inductionsstrom anzeigt, dass auch das der Magnetisirungsspirale ferner liegende Ende des Stabes Magnetismus annimmt. Die Curven III und IV zeigen in diesen beiden Fällen das Verschwinden und Anwachsen des Magnetismus. Es vergeht also eine gewisse Zeit, bis die an einer Stelle eines Stabes erzeugten Veränderungen des magnetischen Momentes seiner Theilchen auch auf andere, in der Richtung seiner Axe ferner liegende Theilchen desselben sich ausdehnen.

Dies tritt noch weit mehr hervor, wenn die Continuität der Eisenmasse in der Richtung ihrer magnetischen Axe gestört ist, wenn also z. B. die Magnetisirungsspirale auf ein Drathbündel geschoben ist, in welchem keine peripherischen Ströme inducirt werden, und welches fast augenblicklich beim Oeffnen des Stromes seinen Magnetismus verliert; die Inductionsspirale aber auf eine mit flachen Blechscheiben gefüllte Papierröhre geschoben ist, welche mit ihrer einen Endfläche gegen die Endfläche des Drathbündels gegengelegt ist. Hier vergeht eine bedeutende Zeit nach Schliessung des Stromes, ehe der Inductionsstrom die Magnetisirung der Bleche anzeigt.

Legt man gegen das Ende des, mit der Magnetisirungsspirale umgebenen Drathbündels aufgeschnittene oder ganze Flintenläufe oder Drathbündel, und schiebt auf sie die Inductionsspirale, so ist auch zum Verschwinden des Magnetismus nach dem Oeffnen des Stromkreises der Magnetisirungsspirale eine geraume Zeit erforderlich. Bei den vollen und aufgeschnittenen Flintenläufen sind die Inductionswirkungen gleich; ein Beweis, dass die peripherisch in der Eisenmasse inducirten Ströme keinen Einfluss auf die Erscheinung haben; bei dem Drathbündel, welches schwerer ist als die Flintenläufe, und in welchem mehr einzelne, neben einander liegende, magnetisirte Moleküle nach Aufhebung des magnetisirenden Stromes auf einander einwirken, verschwindet der Magnetismus schneller, so dass also die Vertheilung der Masse von wesentlichem Einfluss auf diese Erscheinung ist.

852 Nach diesen Resultaten können wir die Verzögerung der Magnetisirung eines Eisenkernes in einer, ihn ganz bedeckenden Spirale fast aus-

schliesslich auf die in letzterer entstehenden Extraströme zurückführen. Bezeichnen wir die Intensität des den Eisenkern magnetisirenden Stromes mit $i$, seinen Magnetismus in jedem Moment mit $y$, so wird, indem derselbe in dem Zeitelement $dt$ um $dy$ zunimmt, in der den Kern umgebenden Spirale ein Inductionsstrom von der Intensität $-\alpha\frac{dy}{dt}$ inducirt, wo $\alpha$ eine Constante ist. Die Intensität des den Kern magnetisirenden Stromes ist demnach jetzt $i-\alpha\frac{dy}{dt}$. Ist $\mu$ eine zweite Constante, so ist also:

$$y=\mu\left(i-\alpha\frac{dy}{dt}\right) \text{ oder } y=\mu i\left(1-e^{-\frac{t}{\alpha\mu}}\right).$$

Es nimmt also der Magnetismus nach dem Gesetz einer logarithmischen Curve zu. Wirkt der Eisenkern während der Zeit $t$ auf eine Magnetnadel, deren Oscillationsdauer gegen $t$ gross ist, so ist die gesammte auf sie wirkende ablenkende Kraft proportional

$$A=\int_0^t y\,dt=\mu i t-\mu^2 i\alpha\left(1-e^{-\frac{t}{\alpha\mu}}\right).$$

Wären keine Inductionsströme aufgetreten, so wäre die gesammte ablenkende Kraft proportional $\mu i t$ gewesen. Sie ist also bedeutend kleiner durch Einfluss der ersteren. Wird der magnetisirende Stromkreis geöffnet, nachdem der Magnetismus des Eisenkernes zu dem Werth $\mu i t$ angewachsen ist, so können nachher in ihm keine Extraströme entstehen. Nehmen wir an, im Eisenkerne selbst entständen keine Inductionsströme, wie z. B. bei Anwendung eines Bündels dünner Dräthe, so verschwände der Magnetismus plötzlich. Wird aber nach dem Oeffnen die Magnetisirungsspirale durch einen Drath geschlossen, so dass der neue Schliessungskreis denselben Widerstand wie früher hat, so würde bei der Abnahme des Magnetismus $y$ in demselben ein Strom $\alpha\frac{dy}{dt}$ inducirt, der wiederum den Magnetismus $\alpha\mu\frac{dy}{dt}$ im Eisenkern erzeugte; so dass also $y=-\alpha\mu\frac{dy}{dt}$ wäre. Da nun für $t=0$, $y=\mu i t$ ist, so folgt $y=\mu i e^{-\frac{t}{\alpha\mu}}$, und der ganze Magnetismus während der Zeit $t$

$$B=\int_0^t y\,dt=\mu^2 i\alpha\left(1-e^{-\frac{t}{\alpha\mu}}\right).$$

Würden also die beim Schliessen des inducirenden Stromes und beim Oeffnen desselben in der soeben angegebenen Weise erzeugten Magnetismen gemeinschaftlich während der Zeit $t$ auf die Magnetnadel wirken, so wäre die Einwirkung proportional $A+B=\mu i t$, also ebenso gross, wie

wenn der magnetisirende Strom während der Zeit $t$ mit der unveränderlichen Intensität $i$ gewirkt hätte. — Die chemische Wirkung der Inductionsströme, welche durch das Ansteigen und Verschwinden des Magnetismus inducirt werden, ist proportional $A$ und $B$, so dass für dieselbe die gleichen Betrachtungen gelten.

Man kann sich von den abgeleiteten Resultaten überzeugen, wenn man vor einem, in eine Drathspirale gelegten Eisenkern eine Magnetnadel aufstellt, durch die Spirale einen Strom leitet und ihn oft durch einen Interruptor (ähnlich wie Fig. 47, Bd. I.) unterbricht. Die Ablenkung der Nadel würde ohne Einwirkung der Inductionsströme von seiner Drehungsgeschwindigkeit unabhängig sein; sie nimmt aber bei Zunahme derselben ab, wie auch Formel $A$ ergiebt. Richtet man den Interruptor aber so ein, dass in dem Moment, wo die Metallfeder, welche die Verbindung der Magnetisirungsspirale mit der Säule vermittelt, von den Metalleinlagen des Interruptors abgleitet, auf dieselben eine zweite Feder tritt, welche die Magnetisirungsspirale mit einer neuen Schliessung verbindet, deren Widerstand gleich dem der Säule ist, so findet die Abnahme nicht statt. Dagegen ist hier wie im anderen Falle die Quantität der in der Säule zersetzten Stoffe in gleicher Weise vermindert, da auch hier der Oeffnungsextrastrom die Säule nicht durchfliesst. Indess darf doch die Drehung nicht allzu schnell erfolgen, denn sonst ist während der Zeit der ersten Verbindung der Inductionsspirale mit der Säule die Intensität des magnetisirenden Stromes und des durch ihn erzeugten Magnetismus noch nicht bis zum Maximum angewachsen, und die Wirkung fällt zu klein aus[1]).

853 Die hier behandelten Principien finden eine wichtige Anwendung bei der Construction der elektromagnetischen Bewegungsmaschinen und Chronoskope.

Aus den erwähnten Gründen muss man nämlich überall da, wo es sich um schnelle Erregung eines Elektromagnetes handelt, die Erzeugung intensiver Extraströme zu verhindern suchen. Man wird daher den Magnet mit einem langen dünnen Drath umwickeln und den Strom durch eine vielpaarige Säule erregen; man wird den Magnet durch ein Drathbündel ersetzen oder durch ein Eisenrohr, welches der Länge nach aufgeschlitzt ist. Solcher Magnete bedient man sich z. B. häufig bei der Construction elektromagnetischer Telegraphen.

---

[1]) Koosen, Pogg. Ann. Bd. LXXXVII, S. 514. 1852*.

Drittes Capitel.

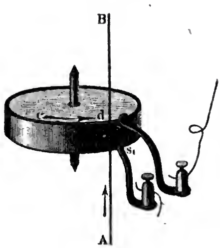
# Induction in körperlichen Leitern. Rotationsmagnetismus.

---

Wie in linearen Leitern, so werden auch in Leitern von mehreren 854
Dimensionen Ströme inducirt, deren Richtung im Allgemeinen unter Anwendung des Lenz'schen Satzes erkannt werden kann. Einige einfachere Fälle der Art, bei welchen die Induction durch galvanische Ströme geschieht, sind schon früher von Nobili beobachtet worden. Man erhält bei denselben zugleich continuirlich andauernde Inductionsströme.

Nobili [1]) setzte z. B. einen, an dem Rande einer horizontalen Holzscheibe von 5 Zoll Durchmesser befestigten Kupferstreifen, Fig. 324, in schnelle Rotation. Auf den oberen und unteren Rand des Streifens wurden an zwei Punkten die Enden zweier zum Galvanometer führender Dräthe $s$ und $s_1$ (besser zwei mit denselben verbundene Federn) aufgesetzt. Befindet sich ein verticaler, in der Richtung des Pfeiles, z. B. von unten nach oben, vom Strom durchflossener Leiter $AB$, Fig. 324, neben dem Kupferstreifen, und rotirt letzterer in der Richtung des Pfeiles $cd$, so entfernen sich die gerade vor dem Leiter $AB$ befindlichen Theile des Streifens bei ihrer Bewegung gegen die Ableitungspunkte $s s_1$ hin von $AB$. In

Fig. 324.




[1]) Nobili, Antologia di Firenze, 1832, Nro. 142; Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 401. 1833*.

ihnen entsteht dann bei gleichmässiger Rotationsgeschwindigkeit ein continuirlicher Inductionsstrom, der dem in *AB* vorhandenen Strome gleichgerichtet ist, also in der Figur von $s_1$ nach $s$ fliesst. Ein Theil des Stromes gleicht sich in den von *A B* entfernter liegenden Theilen des Kupferstreifens selbst aus, ein anderer Theil verzweigt sich von $s$ und $s_1$ aus durch die daselbst anliegenden Federn. — Wird die Holzscheibe mit dem Kupferstreifen entgegengesetzt gedreht, so nähern sich die Theile desselben dem Leiter *A B* bei ihrem Durchgange durch die Linie $s s_1$; der Strom ist dann dem Strom in *AB* entgegengerichtet und fliesst von $s$ nach $s_1$.

855 Lässt man den Kupferstreifen rotiren, während in der Höhe seines oberen Randes ein horizontaler geradliniger Leiter *ABE*, Fig. 325, oder ein kreisförmiger Leiter *ABE*, Fig. 326, liegt, so entfernen sich, wenn der Streifen in der Richtung des Pfeiles *cd* rotirt, die unter $s s_1$ liegenden Theile desselben von den zwischen *A* und *B* liegenden Stellen des

Fig. 325.

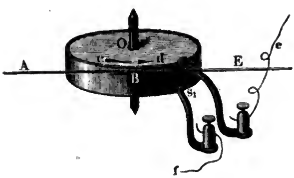
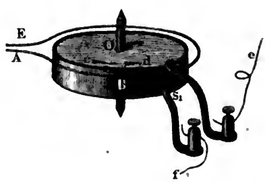



Fig. 326.

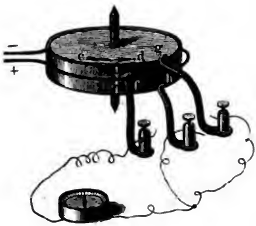



Stromleiters *ABE*. Fliesst nun z. B. der Strom in *ABE* in der Richtung von *A* nach *B* und *E*, so wird dadurch in den Theilen unter $s s_1$ ein Strom inducirt, welcher dieselben den Theilen *AB* des Stromleiters durch seine elektrodynamische Wirkung nähern würde, also wie der Strom *AB* zur Kreuzungsstelle beider Ströme hinfliesst, d. h. die Richtung $s_1 s$ hat. Ebenso wird durch die Annäherung der links von $s s_1$ liegenden Theile des Streifens an die Theile *BE* des Leiters *ABE* in den ersteren ein dem Strom in letzterem entgegengesetzter Strom inducirt, der, da jener Strom von der Kreuzungsstelle fortfliesst, wiederum von $s_1$ nach $s$ fliesst. Beide Ströme addiren sich zu einem gemeinschaftlichen, von $s_1$ nach $s$ fliessenden Strom, von dem ein Theil durch die Dräthe *e* und *f* zum Galvanometer sich verzweigt. — Bei der Umkehrung der Rotationsrichtung des Streifens kehrt sich selbstverständlich auch die Richtung der inducirten Ströme um.

Liegt der Stromleiter auf halber Höhe des Streifens, so ist analog in der oberen und unteren Hälfte die Richtung der inducirenden Ströme die entgegengesetzte, und zwar fliessen, je nachdem die Richtung der Rotation des Streifens der Richtung des Stromes im Leiter gleich-

oder entgegengerichtet ist, die inducirten Ströme von beiden Rändern des Streifens zu seiner Mitte oder von letzterer zu seinen Rändern. Lässt man also eine Feder *f*, Figur 327, gegen die Mitte des Streifens, zwei andere Federn *g* und *h* gegen die Ränder desselben schleifen, verbindet die Feder *f* mit dem einen Ende des Drathes eines Galvanometers und die beiden Federn *g* und *h* mit dem anderen Ende desselben, so erhält man in demselben einen Strom; nicht aber, wenn man nur die Federn *g* und *h* mit dem Galvanometer verbindet.

Fig. 327.




Lässt man eine dicke, massive Platte oder Kugel von Kupfer, Fig. 328, 856
neben einem geraden Leiter oder inmitten eines kreisförmigen Leiters rotiren, dessen Ebene auf der Rotationsaxe senkrecht steht, so entstehen in derselben ganz ebenso inducirte Ströme, welche also in der Kugel von den Polen zu dem in der Ebene des Leiters liegenden Aequator derselben, oder umgekehrt fliessen. Ohne eine Ableitung der Pole der Kugel einerseits, der äquatorialen Zone derselben andererseits, z. B. zum Galvanometer, würde man nur eine Anhäufung von statischer Elektricität an den Polen und am Aequator erhalten.

Fig. 328.

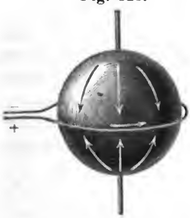



Fig. 329.




Liegt der kreisförmige Leiter in einer durch die Rotationsaxe gelegten Meridianebene der Kugel, so haben die in ihr inducirten Ströme die in Fig. 329 angedeutete Richtung und gleichen sich in der Masse der Kugel selbst aus. Man kann die Intensität der inducirten Ströme hierbei verstärken, wenn man den inducirenden Leiter aus mehreren Windungen bildet.

Nähert man der Kugel eine Declinationsnadel an verschiedenen Stellen, so wird ihr einer oder anderer Pol von derselben angezogen, indem die in sich geschlossenen Inductionsströme auf die Nadel wie ein Magnet wirken, der in der Kugel liegt.

Wird der kreisförmige Leiter mit der rotirenden Kugel oder den rotirenden Kupferringen fest verbunden, indem man z. B. seine Enden an zwei auf die Rotationsaxe aufgesetzte Metallscheiben löthet, gegen welche zwei mit den Polen der Säule verbundene Federn schleifen, so kann man, wenn die zu den Federn führenden Theile der Stromleitung nicht inducirend wirken, bei der Rotation des ganzen Systems keine inducirten Ströme erhalten, da sich nun die relative Stellung der einzelnen Punkte des Stromleiters und der inducirten Kupfermasse nicht ändert.

857 Die durch galvanische Ströme in bewegten Metallmassen inducirten Ströme wirken, wie alle anderen Ströme, durch ihre elektrodynamischen Eigenschaften auf die inducirenden Ströme zurück. Sind die Leiter der letzteren beweglich, so können sie hierdurch aus ihrer Ruhelage abgelenkt werden.

Hängt man z. B. einen in Form eines Parallelogrammes gebogenen Kupferdrath auf zwei Stahlspitzen an dem Ampère'schen Stativ, Fig. 20, §. 15, auf, so stellt er sich durch die Einwirkung des Erdmagnetismus mit seiner Ebene von Ost nach West ein. Bringt man jetzt unter die untere Seite des Parallelogrammes eine rotirende Kupferscheibe, so dass die erstere über dem Durchmesser der letzteren schwebt: so werden bei der Rotation der Scheibe in ihren, der unteren Seite des Parallelogrammes sich nähernden Theilen Ströme inducirt, die den Strömen in jener Seite entgegengerichtet sind; in den von derselben sich entfernenden Theilen aber gleichgerichtete Ströme. Die ersteren Ströme stossen den Drath ab, die letzteren ziehen ihn an, so dass das Drathparallelogramm im Sinne der Rotation der Scheibe aus seiner Lage abgelenkt wird.

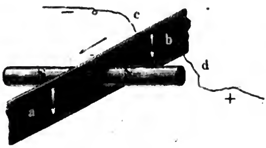
Lässt man bei diesen Versuchen die Kupferscheibe z. B. unter dem Fig. 15 §. 11 abgebildeten Apparat rotiren, so kann man den auf demselben schwebenden Drath leicht in eine continuirliche Rotation versetzen [1]). — Analoge Erscheinungen zeigen sich, wenn man an dem Ampère'schen Stativ eine vom Strom durchflossene horizontale Drathspirale über einer rotirenden Kupferscheibe aufhängt. Dieselbe folgt ebenfalls der Rotation der Scheibe [2]).

858 Auch durch **Magnetoinduction** kann man in körperlichen Leitern Ströme induciren. Zieht man z. B. zwischen den cylindrischen Halbankern *N* und *S*, Fig. 330, welche man auf die Pole eines Magnetes gelegt hat, einen Kupferblechstreifen *ab* hindurch, und lässt gegen die amalgamirten Ränder desselben zwei Federn *c* und *d* schleifen, welche mit dem Galvanometer verbunden sind, so werden in den einzelnen Theilen des Streifens Ströme erregt, auf welche die Magnetpole eine derartige elektromagnetische Wirkung ausüben, dass sie die Bewegung desselben zu hem-

1) Pohl, Pogg. Ann. Bd. VIII, S. 395. 1826*. — 2) Ampère und Colladon, Bullet. d. Sciences, T. VI, p. 211; Pogg. Ann. Bd. VIII, S. 518. 1826*.

men streben. Bei der in der Figur durch den Pfeil angedeuteten Bewegungsrichtung des Streifens *a b* müssen die Ströme also von oben nach unten fliessen, da durch solche Ströme die Magnetpole aus der Ebene der Figur nach vorn hin, der Streifen also umgekehrt, seiner Bewegungsrichtung entgegen nach hinten bewegt würde. Der grösste Theil dieser Ströme gleicht sich in den, von den Magnetpolen entfernteren Stellen des Streifens aus; ein Theil derselben verzweigt sich durch das Galvanometer. — Diese Wirkung tritt schon ein, wenn nur ein einzelner Drath, dessen Enden mit dem Galvanometer verbunden sind, in einer gegen seine Axe senkrechten Richtung in der äquatorialen Ebene zwischen den Magnetpolen durchgeschoben wird. — Zieht man eine in einer Ebene gewundene Drathspirale, die man mit dem Galvanometer verbunden hat, zwischen den Magnetpolen durch, so dass ihre Ebene mit der Aequatorialebene zusammenfällt, so behält der inducirte Strom eine constante Richtung, bis die Mitte der Spirale sich zwischen den Magnetpolen befindet, und kehrt sich bei weiterem Fortschieben der Spirale um, da jetzt die inducirten Ströme in den diametral entgegengesetzten Hälften der Windungen der Spirale zwar in Bezug auf die Lage der Magnetpole in der gleichen, in Bezug auf die fortlaufende Richtung des Drathes der Spirale aber in entgegengesetzter Richtung fliessen wie vorher.

Fig. 330.

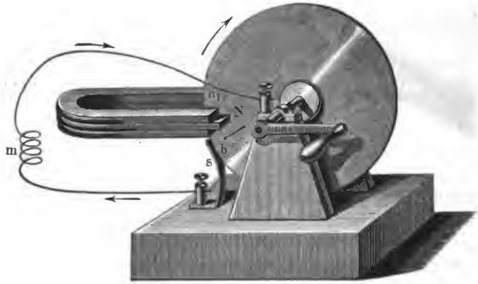



Lässt man analog dem oben beschriebenen Versuch einen reifenförmigen, auf einer Holzscheibe befestigten Metallstreifen (wie in Fig. 324) vor dem einen Pol eines Magnetes rotiren, so erhält man bei Ableitung der Punkte $s$ und $s_1$ desselben zum Galvanometer constante Ströme.

Ganz ähnliche Inductionserscheinungen erhält man, wenn man eine kupferne Scheibe zwischen den Polen $N$ und $S$ (Fig. 331) eines Magnetes 859
oder Elektromagnetes in Rotation versetzt. Zweckmässig legt man hierbei gegen die Pole noch zwei cylindrische Halbanker, deren Enden bis dicht an die beiden Seiten der Scheibe herangehen. Die metallene Axe der Scheibe ruht in einem metallenen Lager und ist durch dieses mit dem einen Ende des Drathes eines Multiplicators $m$ verbunden. Gegen den Rand der Scheibe schleift eine Feder $s$, an der das andere Ende des Multiplicatordrathes befestigt wird. Bei der Rotation der Scheibe weicht die Nadel des Multiplicators aus. Wiederum werden in allen einzelnen Radien der Scheibe Ströme inducirt, durch deren elektromagnetische Wechselwirkung mit den Magnetpolen die Bewegung der Scheibe selbst gehemmt wird. Dieselben müssen also von dem Centrum der Scheibe zu ihrer Peripherie fliessen, wenn, wie in Fig. 331 (a. f. S.), der Nordpol des Magnetes sich vor, der Südpol hinter der rotirenden Scheibe befin-

det, und dieselbe in der durch den Pfeil angedeuteten Richtung rotirt. Liegt daher die Feder *s* gegen einen Punkt *b* oder $b_1$ der Peripherie,

Fig. 331.




welcher vor oder hinter den Magnetpolen liegt, so zeigt das mit der Axe der Scheibe und der Feder *s* verbundene Galvanometer in beiden Fällen einen gleichgerichteten Strom an. Würde man an beiden Punkten *b* und $b_1$ der Scheibe Federn schleifen lassen, welche mit dem einen Ende des Drathes des Galvanometers verbunden sind, während das andere Ende desselben zur Axe der Scheibe geführt ist, so addiren sich die beiden, von *a* nach *b* und $b_1$ gehenden Ströme. — Keinen Strom erhält man indess, wenn man nur die beiden gleich weit vor und hinter den Magnetpolen liegenden Punkte *b* und $b_1$ mit den beiden Enden des Multiplicatordrathes des Galvanometers verbindet. — Bei umgekehrter Rotation der Scheibe oder Verwechselung der Magnetpole kehrt sich die Richtung der Inductionsströme in ihr um.

Legt man an die Axe und den Rand der Scheibe keine ableitenden Dräthe, so gleichen sich die Ströme, welche in ihren, den Magnetpolen zunächst liegenden Radien inducirt werden, völlig in den ferneren Theilen der Scheibe aus. Legt man daher an zwei ungleichweit von den Magnetpolen entfernte Punkte derselben Federn, welche mit dem Galvanometer verbunden sind, so erhält man in demselben Ströme, welche von den, in der Scheibe circulirenden Strömen abgezweigt sind [1]).

Ganz gleiche Ströme treten in der Scheibe auf, wenn man sie nur vor einem Magnetpol in Rotation versetzt, z. B. die Scheibe in horizontaler Richtung auf die Axe einer Centrifugalmaschine aufsetzt, und unter ihr einen verticalen Magnetstab aufstellt, dessen einer Pol sich dicht unter ihrer Ebene befindet. — Befindet sich der Magnet in der Drehungsaxe der Scheibe, so tritt hierbei die unipolare Induction ein (vgl. §. 725).

Bringt man denselben Pol des Magnetes, statt unter der Ebene der

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. I, §. 81 u. f. 1831*; vergl. auch Nobili l. c.

Scheibe, dicht über derselben an, so kehrt sich die Richtung der Inductionsströme um, da in Bezug auf ihre Bewegung die Richtung der Molekularströme im Magnet umgekehrt erscheint. — Liegt der Magnet in der Ebene der Scheibe, so muss die inducirende Wirkung Null sein.

Bestände die Scheibe, Fig. 331, statt aus einer massiven Metallplatte, aus einzelnen, strahlenförmig von der Axe ausgehenden Spitzen, welche nach einander gegen die Feder *s* gegenschlügen und zwischen den Magnetpolen hindurchgingen, so wäre die Induction in den einzelnen Spitzen dieselbe, wie vorher in den Radien der vollen Scheibe.

Diese Versuche sind gewissermaassen die Umkehrung der §. 151 beschriebenen Experimente mit dem Barlow'schen Rade. Wie das daselbst gezeichnete Spitzenrad unter dem Einfluss eines Magnetes rotirt, wenn durch dasselbe ein Strom in radialer Richtung geleitet wird, so rotirt in gleicher Weise eine an Stelle des Spitzenrades gesetzte volle Scheibe; umgekehrt wird in beiden, wenn sie mechanisch zwischen den Magnetpolen in Rotation versetzt werden, ein Strom inducirt, der durch seine elektromagnetische Wirkung die Rotation der Scheibe aufhalten würde.

Auf experimentellem Wege lässt sich die Richtung der Strömungen 860
in bewegten Metallstreifen und rotirenden Scheiben am einfachsten in der Weise bestimmen, dass man gegen die einzelnen Stellen derselben zwei, mit den Enden des Galvanometerdrathes verbundene Federn drückt und die Punkte aufsucht, zwischen welchen hierbei kein Strom auftritt. Man bestimmt so zunächst die isoelektrischen Curven, auf denen nach Analogie des Verhaltens constanter Ströme die Linien senkrecht stehen sollten, welche die Stromesbahnen bezeichnen. Ein ähnliches Verfahren hat Matteucci[1]) angewendet, indem er namentlich den Mittelpunkt der rotirenden Scheibe und verschiedene andere Punkte derselben mit dem Galvanometer verband.

In Fig. 332 (a. f. S.) bezeichnen auf diese Weise die starken Linien die isoelektrischen, die feineren Linien die Strömungscurven in einer Scheibe, welche in der Richtung der Pfeile über einem Magnetpol *S* rotirt, dessen Abstand von dem Mittelpunkt der Scheibe ihrem halben Radius gleich ist.

Verbindet man den Mittelpunkt *O* der Scheibe mit dem einen Ende, und einen Punkt, der innerhalb des durch den Pol *S* gehenden, eine isoelektrische Curve darstellenden Kreises *SABO* liegt, mit dem anderen Ende des Galvanometerdrathes, so erhält man bei einer bestimmten Richtung der Rotation einen durch das Galvanometer von letzteren Punkten zum Punkt *O* fliessenden Strom. Bringt man das zweite Ende des Galvanometerdrathes auf Punkte ausserhalb des Kreises *SABO*, so kehrt sich der Strom um, so dass die innerhalb und ausserhalb des Kreises liegenden Punkte der Scheibe verschiedene elektrische Zustände besitzen. Dies

[1]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XLIX, p. 129. 1857*.

ist durch die Zeichen + und — angedeutet. Der Kreis *SABO* selbst ist demnach eine neutrale Curve ohne Spannung.

Fig. 332.

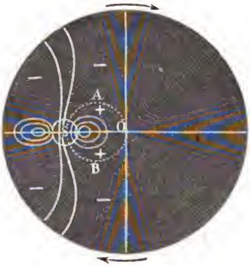



Fig. 333.

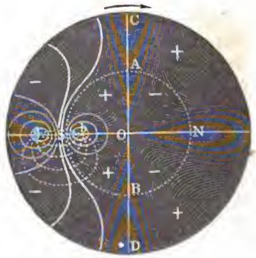



Fig. 333 giebt nach Matteucci dieselben Resultate für eine über den beiden entgegengesetzten Polen *N* und *S* eines oder zweier, vertical

Fig. 334.

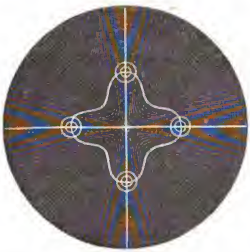


Fig. 335.




gestellter Magnete in horizontaler Richtung rotirende Scheibe. — Der, eine isoelektrische Curve darstellende, durch die Pole *N* und *S* gehende Kreis ist nicht mit Sicherheit festzustellen; es wäre möglich, dass er durch zwei, durch die Pole und den Mittelpunkt der Scheibe gehende, annähernd kreisförmige Linien ersetzt werden müsste; dann würden die Erscheinungen der Induction auf beiden Seiten des Diameters *CAOBD*, welcher auf der axialen Linie *NS* senkrecht steht, den in Fig. 332 gezeichneten Erscheinungen analog sein. Der Diameter *CAOBD* ist gleichfalls eine neutrale Linie, deren Punkte gegen den Mittelpunkt *O* keine elektrische Spannung zeigen.

Diese Beobachtungen Matteucci's stimmen mit den früheren Darstellungen, namentlich von Nobili [1]), in Betreff der Stromverzweigung im vorliegenden Falle nicht überein, nach denen man statt der von Matteucci aufgestellten vier, nur zwei geschlossene Systeme von Strömungscurven, etwa wie in Fig. 338, S. 204, annahm.

---

[1]) Nobili, Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 426. 1833*.

Fig. 334 stellt die isoelektrischen Curven für eine, über vier gleichnamigen Polen $N$ rotirende Scheibe, Fig. 335 für einen ringförmigen, vor einem Pol $S$ rotirenden Metallstreifen dar.

Indess ist diese Art, die Strömungscurven als Normalen auf den isoelektrischen Curven abzuleiten, nicht richtig, wie sich aus Fig. 333 ersehen lässt. Gehen nämlich die Strömungscurven durch die Punkte $a$ und $b$ der Linie $NS$, so müsste der eine derselben ein Einströmungspunkt, der andere ein Ausströmungspunkt der Elektricitäten in der Scheibe sein, was nicht möglich ist, da solche Zu- und Ausströmungen in und aus der Scheibe nicht existiren, und überdies würde jede isoelektrische Curve zweimal in entgegengesetzter Richtung von den Stromescurven geschnitten werden, was wiederum unmöglich ist. Endlich verschwinden auch an den Rändern der Scheibe die auf letztere normalen Componenten der Ströme nicht. Auch würde die Analogie zwischen dem Verhalten der Bahnen der constanten Ströme und der in einer rotirenden Scheibe inducirten Ströme für die isoelektrischen Curven nicht durchaus gültig sein, da im ersten Fall nur die Potentialdifferenz der frei auf der Oberfläche des Leiters verbreiteten Elektricitäten an zwei Punkten die zwischen ihnen wirkende elektromotorische Kraft bedingt, in letzterer hierzu noch die Wirkung der im Inneren des Leiters verbreiteten Elektricitäten kommt, nämlich die durch die Induction durch den Magnet erzeugten elektromotorischen Kräfte und die durch das Entstehen und Verschwinden des Stromes in anderen Theilen der rotirenden Scheibe an der beobachteten Stelle inducirte elektromotorischen Kräfte, welche letzteren Kräfte nicht ohne Weiteres einem Potential entsprechen. Wenn daher auch durch die galvanometrischen Versuche die isoelektrischen Curven bestimmt sind, so folgen aus ihnen in der oben angegebenen Weise nicht direct die Strömungscurven. 861

Bei der mathematischen Berechnung der Induction in einer vor Magnetpolen rotirenden Metallscheibe könnte man zur Durchführung der Rechnung annehmen, dass die in irgend einem Element der körperlichen Leiter inducirte elektromotorische Kraft dieselbe ist, wie wenn jenes Element isolirt wäre. 862

Es wird sich in jedem Element eine Richtung feststellen lassen, in welcher die inducirte elektromotorische Kraft ein Maximum ist; in anderen Richtungen ist dieselbe gleich jener Kraft, multiplicirt mit dem Cosinus der Neigung zwischen letzteren Richtungen und der Richtung der grössten Induction.

Nach Feststellung der, in verschiedenen Richtungen inducirten elektromotorischen Kräfte kann man dann nach den Kirchhoff'schen Formeln die Stromescurven in dem körperlichen Leiter berechnen.

Bezeichnet $V$ das Potential der freien Elektricitäten an jeder Stelle desselben, so muss $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0$ sein, wo $x$, $y$, $z$ die Coor-

dinaten der einzelnen Punkte bezeichnen; und für die Oberfläche der Körper muss $\frac{\partial V}{\partial N} = 0$ sein, wo $N$ die auf der Oberfläche errichtete Normale angiebt.

Dabei ist indess zu beachten, dass die inducirte elektromotorische Kraft nicht plötzlich verschwindet, bei sehr schnellen Bewegungen des inducirten Körpers also auch die Induction in Betracht zu ziehen ist, welche in demselben kurz vor dem Augenblick stattfindet, für welchen man die Stromescurven berechnen will (s. w. u.).

863 Eine vollständigere Berechnung der Bahnen der in der rotirenden Metallscheibe unter Einfluss magnetischer Kräfte inducirten Ströme ist von Jochmann [1]) unter der Voraussetzung ausgeführt worden, dass die in der Scheibe selbst inducirten Ströme eine so geringe Intensität besitzen, dass die durch sie in anderen Theilen der Scheibe inducirten elektromotorischen Kräfte zu vernachlässigen sind, und also allein die directe Inductionswirkung der Magnete zu berücksichtigen ist. Diese Annahme ist statthaft, wenn die Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe nicht zu gross ist, da die Inductionsconstante sehr klein ist [2]).

Bezeichnet man die Coordinaten des magnetischen Elementes $\mu$ mit $x_1\, y_1\, z_1$, die Coordinaten eines in einer bestimmten Richtung bewegten Leiterelementes mit $x\, y\, z$, und sind die Componenten der Geschwindigkeit $\omega$ des letzteren noch den drei Axen gleich $\xi\, \eta\, \zeta$, ist die Inductionsconstante gleich $2\,\varepsilon$, so sind die Componenten der in dem Leiterelement inducirten elektromotorischen Kräfte nach der Richtung der drei Axen

$$A = 2\,\varepsilon\,\mu\left\{\frac{z_1 - z}{r^3}\,\eta - \frac{y_1 - y}{r^3}\,\zeta\right\} = 2\,\varepsilon\left(\eta\,\frac{\partial \frac{\mu}{r}}{\partial z} - \zeta\,\frac{\partial \frac{\mu}{r}}{\partial y}\right)$$

$$B = 2\,\varepsilon\,\mu\left\{\frac{x_1 - x}{r^3}\,\zeta - \frac{z_1 - z}{r^3}\,\xi\right\} = 2\,\varepsilon\left(\zeta\,\frac{\partial \frac{\mu}{r}}{\partial x} - \xi\,\frac{\partial \frac{\mu}{r}}{\partial z}\right)$$

$$C = 2\,\varepsilon\,\mu\left\{\frac{y_1 - y}{r_1}\,\xi - \frac{x_1 - x}{r^3}\,\eta\right\} = 2\,\varepsilon\left(\xi\,\frac{\partial \frac{\mu}{r}}{\partial y} - \eta\,\frac{\partial \frac{\mu}{r}}{\partial x}\right).$$

Ist nun

$$P = \int \frac{\mu}{r}\, dx_1\, dy_1\, dz_1 \quad \ldots\ldots\ldots \quad 1)$$

---

[1]) Jochmann, Crelle's Journ. Bd. LXIII, S. 1. 1863; Pogg. Ann. Bd. CXXII, S. 214. 1864*.

[2]) Die allgemeinen Formeln für die in einem bewegten Körper durch ruhende Magnete inducirten Ströme ohne jene beschränkende Annahme hat Jochmann ebenfalls mit Zugrundelegung des Weber'schen Gesetzes der Induction (vgl. das Schlusscapitel) festgestellt; sie lassen sich indess nicht gut analytisch behandeln. Wir lassen die, jene Induction betreffenden Glieder um so eher fort, als die Anwendbarkeit der Weber'schen Formel für nichtgeschlossene Leiter neuerdings zweifelhaft geworden ist.

das Potential der magnetischen Masse in sämmtlichen, ausserhalb des Leiterelementes gelegenen Raumelementen, so ist bei der Summation die gesammte elektromotorische Kraft nach den drei Axen

$$\begin{aligned} A &= 2\varepsilon\left(\eta\,\frac{\partial P}{\partial z} - \zeta\,\frac{\partial P}{\partial y}\right) \\ B &= 2\varepsilon\left(\zeta\,\frac{\partial P}{\partial x} - \xi\,\frac{\partial P}{\partial z}\right) \qquad \ldots \ldots \ldots \quad 2) \\ C &= 2\varepsilon\left(\xi\,\frac{\partial P}{\partial y} - \eta\,\frac{\partial P}{\partial x}\right) \end{aligned}$$

Im Inneren des rotirenden Leiters sollen keine freie Magnetismen vorhanden sein; es muss demnach

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} = 0 \text{ sein} \qquad \ldots \ldots \quad 3)$$

Werden bei der Rotation des Leiters freie Elektricitäten auf demselben vertheilt, deren Potential auf einen Punkt desselben $V$ ist, ist $K$ das Leitungsvermögen des Leiters, so sind die Componenten $u$, $v$, $w$ der Stromesdichtigkeit im Punkt $xyz$ gleich

$$\begin{aligned} u &= K\left(-\frac{\partial V}{\partial x} + A\right) \\ v &= K\left(-\frac{\partial V}{\partial y} + B\right) \qquad \ldots \ldots \ldots \quad 4) \\ w &= K\left(-\frac{\partial V}{\partial z} + C\right) \end{aligned}$$

Nehmen wir die $z$-Axe als Rotationsaxe, ist die Winkelgeschwindigkeit der Drehung $n$, so ist $\xi = -ny$, $\eta = -nx$, $\zeta = 0$, also

$$A = -nx\,\frac{\partial P}{\partial z},\; B = +ny\,\frac{\partial P}{\partial z},\; C = -n\left(y\,\frac{\partial P}{\partial y} + x\,\frac{\partial P}{\partial x}\right)$$

und

$$\begin{aligned} u &= K\left(-\frac{\partial V}{\partial x} + 2\varepsilon n x\,\frac{\partial P}{\partial z}\right) \\ v &= K\left(-\frac{\partial V}{\partial y} + 2\varepsilon n y\,\frac{\partial P}{\partial z}\right) \qquad \ldots \ldots \ldots \quad 5) \\ w &= K\left[-\frac{\partial V}{\partial z} + 2\varepsilon n\left(x\,\frac{\partial P}{\partial x} + y\,\frac{\partial P}{\partial y}\right)\right]. \end{aligned}$$

Damit ferner im Inneren des Körpers eine constante Strömung eintrete, muss

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \text{sein,}$$

letztere Gleichung ist demnach

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 4n\varepsilon\,\frac{\partial P}{\partial z} \qquad \ldots \ldots \quad 6)$$

An der Grenze des Körpers muss ferner

$$u \cos\lambda + v \cos\mu + w \cos\nu = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 7)$$

oder

$$\frac{\partial V}{\partial x}\cos\lambda + \frac{\partial V}{\partial y}\cos\mu + \frac{\partial V}{\partial z}\cos\nu = 2n\varepsilon\,(x\cos\lambda + y\cos\mu)\,\frac{\partial P}{\partial z}$$

$$- 2n\varepsilon\cos\nu\left(x\frac{\partial P}{\partial x} + y\frac{\partial P}{\partial y}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 8)$$

sein, wo $\lambda$, $\mu$, $\nu$ die Winkel sind, welche die Richtung der elektromotorischen Kraft mit den Coordinatenaxen einschliesst.

Ist die Vertheilung der magnetischen Fluida symmetrisch um die Rotationsaxe, also $P$ nur eine Function von $z$ und dem Abstand $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ von der Rotationsaxe, so wird den Gleichungen genügt durch die Annahme

$$u = 0,\ v = 0,\ w = 0, \text{ also}$$

$$\frac{\partial V}{\partial x} = 2n\varepsilon x\frac{\partial P}{\partial z};\quad \frac{\partial V}{\partial y} = 2n\varepsilon y\frac{\partial P}{\partial z};\quad \frac{\partial V}{\partial z} = -2n\varepsilon\left(x\frac{\partial P}{\partial x} + y\frac{\partial P}{\partial y}\right) \quad 9)$$

Führt man Polarcoordinaten ein, so werden diese Gleichungen

$$\frac{\partial V}{\partial r} = 2n\varepsilon r\frac{\partial P}{\partial z};\quad \frac{\partial V}{\partial z} = -2n\varepsilon r\frac{\partial P}{\partial r} \quad . \quad . \quad . \quad 10)$$

Da das vollständige Differential von $V$

$$dV = \frac{\partial V}{\partial r}dr + \frac{\partial V}{\partial z}dz$$

ist, so folgt aus der Gleichung 10):

$$V = 2n\varepsilon\int\left(r\frac{\partial P}{\partial z}dr - r\frac{\partial P}{\partial r}dz\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 11)$$

Ist ferner die Dichtigkeit im Inneren des Körpers gleich $\sigma$, so ist nach Gleichung 9), wenn $V_i$ der Werth von $V$ daselbst ist

$$\frac{\partial^2 V_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V_i}{\partial z^2} = 4n\varepsilon\frac{\partial P}{\partial z} = -4\pi\sigma \quad . \quad . \quad . \quad 12)$$

Aus dieser Gleichung lässt sich $\sigma$ bestimmen. $\sigma_0$ an der Oberfläche ist durch die Bedingung

$$\left(\frac{\partial V}{\partial N}\right)_a - \left(\frac{\partial V}{\partial N}\right)_i = -4\pi\sigma_0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 13)$$

gegeben; in der die beiden Differentiationen nach der Normale der Oberfläche des Körpers in der Richtung nach Innen und nach Aussen genommen sind.

Für eine Kugel, bei der die Rotationsaxe ($z$) mit der Richtung einer constanten magnetischen Kraft $M$ zusammenfällt, ist

$$\frac{\partial P}{\partial z} = M;\quad V_i = n\varepsilon M r^2 + Const. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 14)$$

Ist $R$ der Radius der Kugel, $\vartheta$ der Winkel zwischen einem beliebigen Radius und der $z$-Axe, so ist für den Endpunkt desselben $r = R \sin \vartheta$,

$$V_i = n \varepsilon M R^2 \sin^2 \vartheta + Const. \quad \ldots \ldots \quad 15)$$

und
$$\sigma_0 = \frac{Const}{4 \pi R} + \frac{n \varepsilon M R}{2 \pi} (^{11}/_6 - {}^5/_2 \cos^2 \vartheta) \quad \ldots \quad 16)$$

Im Inneren ist überall die Dichtigkeit der freien Elektricität constant gleich

$$\sigma = - \frac{n \varepsilon M}{\pi} \quad \ldots \ldots \quad 17)$$

Da die Gesammtmenge der freien Elektricität im Inneren und auf der Oberfläche der Kugel zusammen gleich Null sein muss, so muss $- {}^4/_3 R^3 \pi \sigma + 4 R^2 \pi \sigma_0 = 0$ sein, woraus $Const. = - {}^2/_3 n \varepsilon M R^2$ folgt. Dann wird

$$\sigma_0 = \frac{n \varepsilon M R}{2 \pi} (^5/_2 \sin^2 \vartheta - 1).$$

Für einen beliebig gestalteten Rotationskörper, der um die $z$-Axe rotirt, in welcher zugleich ein Magnetpol $\mu$ liegt, der mit dem Coordinatenanfangspunkt zusammenfalle, ist:

$$P = \frac{\mu}{\sqrt{r^2 + z^2}},$$

also nach Gleichung 11)

$$V_i = \frac{2 n \varepsilon \mu z}{\sqrt{r^2 + z^2}} + Const.$$

Bilden die Verbindungslinien des Coordinatenanfangspunktes mit zweien Punkten der Oberfläche des Körpers mit der $z$-Axe die Winkel $\gamma_1$ und $\gamma_2$, ist für beide Punkte $V_i = \overline{V}_1$ und $\overline{V}_2$, so folgt

$$V_2 - V_1 = 2 n \varepsilon \mu (\cos \gamma_2 - \cos \gamma_1).$$

Werden also diese Punkte durch einen ruhenden Leiter von so grossem Widerstand $s$ verbunden, dass der in demselben fliessende Strom auf die elektrische Vertheilung in dem rotirenden Körper keinen Einfluss hat, so ist die Intensität des Stromes

$$I = \frac{V_2 - V_1}{s} = \frac{2 n \varepsilon \mu}{s} (\cos \gamma_2 - \cos \gamma_1),$$

wie wir schon § 769 gefunden haben.

Das Potential einer in dieser Art rotirenden Kugel auf einen äusseren Punkt, der von dem Kugelmittelpunkt um die Länge $E$, von einem Element $dI$ der Oberfläche der Kugel um $F$ absteht, ist

$$V_a = - n \varepsilon \mu \frac{E^2 - R^2}{2 \pi R} \int \frac{\cos \gamma}{F^3} dI,$$

welche Formel sich durch die Anziehung eines der Kugel genäherten, elektrisirten Körpers prüfen liesse.

Liegen die Magnetpole nicht in der Rotationsaxe, so bedürfen die Gleichungen 5), 6) und 7) einer anderen Lösung.

864 Ist der Rotationskörper eine durch zwei parallele Ebenen im Abstande $2\delta$ von einander begrenzte Scheibe, welche um die auf diesen Ebenen senkrechte ($z$) Axe rotirt, so seien die Gleichungen dieser Ebenen $z = +\delta$, $z = -\delta$; die Lage des magnetischen Pols $\mu$ ausserhalb der Scheibe sei durch die Coordinaten $a$, $b$, $c$ gegeben; dann ist

$$P = \frac{\mu}{\varrho},$$

wo $\varrho = +\sqrt{(x-a)^2 + (y-b)^2 + (z-c)^2}$ der Abstand eines Punktes $x$, $y$, $z$ der Scheibe von dem Pol $\mu$ ist. Für die Oberflächen der Scheibe ist zunächst die betreffende Gleichung 8) erfüllt, wenn die Strömungen parallel der Fläche der Scheibe erfolgen. Dann folgt aus Gl. 9)

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -2n\varepsilon \frac{\partial}{\partial z}\left(x\frac{\partial P}{\partial x} + y\frac{\partial P}{\partial y}\right),$$

also nach Gl. 6)

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - 2n\varepsilon\frac{\partial}{\partial z}\left(2P + x\frac{\partial P}{\partial x} + y\frac{\partial P}{\partial y}\right) = 0.$$

Diese Gleichung wird erfüllt, wenn

$$V = 2n\varepsilon\mu\left\{-\frac{c-z}{\varrho} + \frac{a(x-a) + b(y-b)}{\varrho[\varrho + (c-z)]}\right\} \text{ ist.}$$

Berechnet man hieraus $u$ und $v$ (Gl. 5), so ergiebt sich

$$u = 2n\varepsilon\mu K\frac{\partial}{\partial y}\frac{ay - bx}{\varrho(\varrho + c - z)}$$

$$v = 2n\varepsilon\mu K\frac{\partial}{\partial x}\frac{bx - ay}{\varrho(\varrho + c - z)}$$

und die Gleichung der Strömungscurven ist

$$v\,dx - u\,dy = 0 \text{ oder } \frac{bx - ay}{\varrho(\varrho + c - z)} = Const.$$

Setzt man $x - a = \xi$, $y - b = \eta$, $z - c = \zeta$, und legt die $x$-Axe durch den Pol $\mu$ und die Rotationsaxe, so ist $b = 0$ und es wird

$$u = 2n\varepsilon\mu Ka\frac{\varrho^2(\varrho + \zeta) - \eta^2(2\varrho + \zeta)}{\varrho^3(\varrho + \zeta)^2}$$

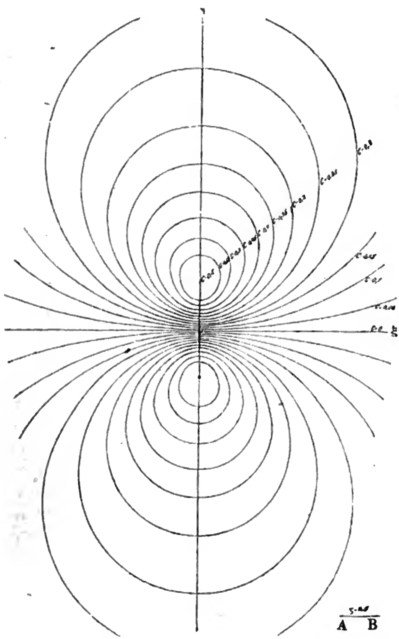
$$v = 2n\varepsilon\mu Ka\frac{\xi\eta(2\varrho + \zeta)}{\varrho^3(\varrho + \zeta)^2}$$

und die Gleichung der Strömungscurven wird

$$\frac{\eta}{\varrho(\varrho + \zeta)} = C.$$

Dies ist eine Gleichung vierten Grades. Indess entsprechen den Strömungscurven nur die Curven, für die $\varrho = \sqrt{\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2}$ positiv ist. Die Gestalt der Strömungscurven (Fig. 336) ist also von der Entfernung $a$ des Poles von der Rotationsaxe unabhängig; die Stromesdichtigkeiten $u$ und $v$ werden aber $a$ proportional und werden für $a = 0$ ebenfalls gleich Null. Für $\eta = 0$ verschwindet auch die Stromesdichtigkeit $v$, so dass also die $\xi$-Axe von keiner Strömungscurve geschnitten wird. — Für $C = 0$ ist für alle Werthe von $\varrho$ und $\xi$ auch $\eta = 0$, also fällt die diesem Werth entsprechende Strömungscurve mit der $\xi$-Axe zusammen. Für gleiche und entgegengesetzte Werthe von $C$ erhält man Curven, die auf beiden Seiten symmetrisch zur $\xi$-Axe liegen. Es ist ferner ersichtlich,

Fig. 336.




dass die Curven in sich geschlossen sind und jede einzelne in Bezug auf die $\eta$-Axe zwei symmetrische Hälften hat. Sie umschliessen dabei zwei

auf der $\eta$-Axe liegende Wirbelpunkte, für die $u = 0$ und $v = 0$ sind, und die der Gleichung

$$\eta = \pm \zeta \sqrt{\frac{1 + \sqrt{5}}{2}} = \pm 1{,}272\, \zeta$$

entsprechen und auf zwei Geraden liegen, die sich im inducirenden Pol in einem Winkel von 103°39′ schneiden [1]). Liegt der Pol dicht an der Scheibe, so reduciren sich die Wirbelpunkte auf einen, dicht über dem Pol liegenden, um welchen sich die Strömungscurven schliessen [2]).

Sind mehrere Magnetpole vorhanden, so summiren sich, da die Gleichung für $V$ linear ist, einfach die Wirkungen, und es wird

$$V = 2 n \varepsilon \sum \mu \left\{ - \frac{c - z}{\zeta} + \frac{a(x - a) + b(y - b)}{\varrho(\varrho + c - z)} \right\}$$

und die Gleichung der Strömungscurven

$$\sum \frac{\mu(ay - bx)}{\varrho(\varrho + c - z)} = Const.$$

865 Liegen zwei gleich starke und entgegengesetzte Magnetpole in gleicher Entfernung von der Scheibe und in den Abständen $\pm a$ von der Umdrehungsaxe entfernt, so wird

$$V = 2 n \varepsilon \mu \left( \frac{c - z}{\varrho_2} - \frac{c - z}{\varrho_1} + \frac{a(a + x)}{\varrho(\varrho_2 + c - z)} - \frac{a(a - x)}{\varrho_1(\varrho_1 + c - z)} \right),$$

wo

$$\varrho_1^2 = (a - x)^2 + y^2 + (c - z)^2$$
$$\varrho_2^2 = (a + x)^2 + y^2 + (c - z)^2$$

ist. Die Gleichung der Strömungscurven wird dann

$$\frac{y}{\varrho_1(\varrho_1 + c - z)} + \frac{y}{\varrho_2(\varrho_2 + c - z)} = C.$$

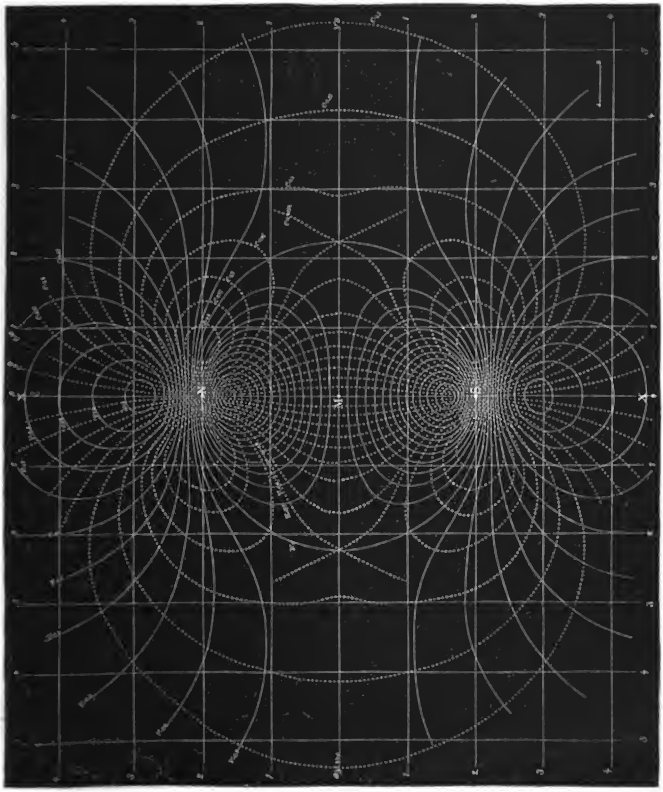
Die Linien gleichen Potentials sind auf beifolgender Fig. 337 voll ausgezogen, die Strömungscurven punktirt für verschiedene Werthe von $C$ gezeichnet. $M$ ist die Rotationsaxe $AB = 0{,}5$ der Abstand des Pols von der Ebene der Figur. Die Strömungscurven umschliessen also vier zu beiden Seiten der Pole liegende Wirbelpunkte, die Linien gleichen Potentials umschliessen je zwei in der Verbindungslinie der Pole zu beiden Seiten derselben liegende Punkte. Für $V = 0$ ist die Linie gleichen Potentials von der auf der Verbindungslinie der Pole normalen $Y$-Axe und einer nahezu kreisförmigen, durch die Pole gehenden Linie zusammengesezt. Wo die $Y$-Axe und diese Linie sich schneiden, schneiden sich auch zwei bestimmte Strömungscurven, für die $C = 0{,}4152$ ist und welche jedem

---

[1]) In der Fig. 336 ist der Abstand des Poles von der Ebene der Zeichnung gleich $AB = 0{,}5$ gesetzt. — [2]) Letztere Curven sind auch von Felici berechnet. (Annali di scienze matematiche e fisiche, 1853. p. 173 und 1854, p. 35*.)

der Pole entsprechen. — Die Linien gleichen Potentials stimmen hiernach sehr vollständig mit den Beobachtungen von Matteucci überein,

Fig. 337.



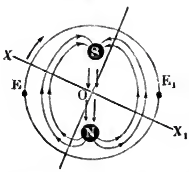
während die berechneten Strömungscurven mit den von Matteucci gezeichneten in Folge der oben erwähnten Ursachen nicht zusammenfallen.

Schon Nobili[1]) beobachtete, dass bei schnellem Drehen der rotirenden Scheibe die Strömungscurven sich im Sinne der Rotationsrichtung 866

[1]) Nobili, Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 426. 1833*.

verschieben. Er legte die eine Elektrode eines Galvanometers auf die Mitte, die andere auf einen Punkt $E$ oder $E_1$ (Fig. 338) der Peripherie der Scheibe, welcher um 90 Grad von der Verbindungslinie der Magnetpole abstand. Bei langsamer Drehung der Scheibe zeigte die Galvanometernadel keine Ablenkung. Bei schnellerer Drehung musste er aber die zweite Elektrode im Sinn der Drehungsrichtung gegen einen Punkt $X$ oder $X_1$ der Peripherie der Scheibe verschieben, um im Galvanometer keinen Strom wahrzunehmen. — Ebenso fand Matteucci (l. c.) die Verschiebung der isoelektrischen Curven. Der Winkel, um den sie sich drehten, soll der Drehungsgeschwindigkeit der Scheibe proportional sein. Die geschlossene neutrale Linie $SANB$, Fig. 333, auf der über zwei Magnetpolen rotirenden Scheibe wurde dabei ein wenig mehr gegen die Mitte derselben zusammengezogen [1]).

Fig. 338.




Diese Erfahrung würde anzeigen, dass zur völligen Entwickelung der Inductionsströme eine gewisse Zeit erforderlich ist, welche gegen die Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe nicht völlig verschwindet; ein Resultat, welches übrigens schon früher mit grosser Bestimmtheit aus dem Verhalten eines, über einer horizontalen rotirenden Metallscheibe vertical aufgehängten Magnetes abgeleitet worden ist (s. w. u.).

867 Die bei der relativen Bewegung eines Magnetes und einer Metallmasse in letzterer inducirten Ströme können auf den Magnet selbst durch ihre elektromagnetische Wirkung zurückwirken und Bewegungen desselben hervorrufen oder die ihm schon ertheilten Bewegungen verändern. Dies zeigt sich bei den von Arago [2]) entdeckten Erscheinungen des sogenannten Rotationsmagnetismus, durch dessen nähere Untersuchung Faraday auf die Entdeckung der Induction geführt wurde.

Stellt man auf eine feine, kurze, auf einer Glasplatte befestigte Spitze eine Magnetnadel, oder hängt eine solche Nadel horizontal an einem Coconfaden dicht über der Glasplatte auf, und dreht unter der Glasplatte eine horizontale Scheibe von Metall z. B. von Kupfer, deren Centrum mit der Drehungsaxe der Magnetnadel zusammenfällt, vermittelst eines Schnurlaufes herum, so wird die Magnetnadel zuerst in der Richtung der Drehung der Metallscheibe aus ihrer Gleichgewichtslage im magnetischen Meridian abgelenkt. Ist die Scheibe dick und gross, die Magnetnadel gehörig lang, so geräth sie sogar in eine, der Drehungsrichtung der Scheibe gleichgerichtete Rotation. — Um diese Rotation leichter hervorrufen zu können, ist es zweckmässig, die die Nadel richtende Kraft

---

1) Vergl. auch Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXVII, p. 129. 1853*. — 2) Arago, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXVII, p. 363. 22. Nov. 1824*; ibid. T. XXVIII, p. 325. 1825*; Pogg. Ann. Bd. III, S. 343*.

des Erdmagnetismus zu compensiren. Dies geschieht, indem man sich entweder einer Magnetnadel bedient, welche in der Mitte einen Folgepunkt hat, also daselbst z. B. einen Südpol, an den Enden zwei Nordpole zeigt; oder indem man sich der von Trémery angegebenen, astatischen Nadel bedient, also dieselbe aus einem Mittelstück von Holz oder Elfenbein zusammensetzt, in welches beiderseits zwei möglichst gleich starke Magnetnadeln in entgegengesetzter Richtung eingelassen sind; oder auch indem man der Nadel von Norden her den Nordpol eines Magnetstabes nähert [1]. — Ist die Nadel neben der Scheibe aufgestellt, so dass nur ihr einer Pol über derselben sich befindet, so wird bei der Rotation der Scheibe die Nadel in entgegengesetzter Richtung abgelenkt, wie wenn sie über dem Mittelpunkt der Scheibe schwebt.

Wird eine kleine horizontale Magnetnadel, die über der Mitte einer rotirenden, horizontalen Kupferscheibe aufgehängt und, wie erwähnt, im Sinne der Drehung abgelenkt wird, in der Richtung ihrer Axe gegen den Rand der Scheibe verschoben, so werden von beiden Polen Ströme inducirt, die sie beide nach derselben Seite der Scheibe zu bewegen streben. Dabei sind aber die unter dem dem Rand zunächst liegenden Pol, z. B. dem Nordpol befindlichen Theile der Scheibe in schnellerer Bewegung, als die unter dem der Mitte näheren Südpol; ersterer wirkt also unter sonst gleichen Bedingungen stärker inducirend und wird stärker abgelenkt, als letzterer; die Ablenkung wird schwächer, als über dem Mittelpunkt, behält aber ihre Richtung bei. Nahe an dem Rande findet der ihm zunächst liegende Pol nicht an allen Seiten Metallmasse zur Erzeugung von Inductionsströmen; auch müssen letztere andere Bahnen einschlagen, als in einer allseitig ausgebreiteten Metallscheibe, so dass sie schwächer auf den Pol wirken, als die von dem der Mitte näher liegenden Pol inducirten Ströme auf letzteren; die Nadel wird jetzt im entgegengesetzten Sinne abgelenkt. 868

Hängt man über einer horizontalen, rotirenden Scheibe einen ⌞⌝förmigen Magnetstab so auf, dass sein einer Pol über der Scheibe schwebt und wesentlich allein von ihr afficirt wird, so nimmt entsprechend dem letzteren Grunde die Ablenkung des Magnetstabes mit der Entfernung seines der Scheibe zugekehrten Poles von der Mitte der Scheibe ab [2].

Hängt man ferner einen Magnetstab an dem einen Arm eines Wagebalkens in verticaler Lage über einer horizontalen Kupferscheibe auf, so wird er von derselben bei der Rotation abgestossen. 869

Wird endlich eine Inclinationsnadel über der rotirenden horizonta-

[1] Vergl. Prevost und Colladon, Bibl. univ. T. XXIX, p. 316. 1825*; Baumgartner und Ettingshausen, Zeitschr. f. Physik und Mathematik. Bd. I, S. 139*; Böttger, Pogg. Ann. Bd. L, S. 35. 1840*; Barlow, Edinb. philos. Journ. Nro. 25; Baumgartner's Zeitschr. Bd. I, S. 136. 1826*. — [2] Lamont, Bericht der Münchener Sternwarte 1852, S. 132*.

len Kupferscheibe in der Weise aufgehängt, dass die Nadel selbst vertical ist, ihre Drehungsaxe aber auf dem, unter ihr befindlichen Radius der Scheibe senkrecht steht, so wird die Nadel gegen den Mittelpunkt der Scheibe hingezogen, wenn sie sich nahe an demselben befindet; in weiterer Entfernung findet sich eine Stelle der Scheibe, über welcher die Nadel vertical bleibt, in noch weiterer Entfernung wird sie gegen den Rand der Scheibe hin abgelenkt. Ueber dem Mittelpunkt der Scheibe selbst bleibt die Nadel in Ruhe [1]).

Dieser Versuch lässt sich auch einfach mit einer, an ihrem einen Ende an einem Faden vertical aufgehängten Magnetnadel anstellen, die man über die verschiedenen Punkte der Scheibe bringt. — Man kann bei demselben auch nach Pohl [2]) die Scheibe in einer verticalen, auf der Meridianebene senkrechten Ebene rotiren lassen und nun vor verschiedenen Punkten des horizontalen Durchmessers derselben eine Declinationsnadel aufstellen.

Wir haben also drei Componenten der auf die Nadel wirkenden Kraft zu unterscheiden, von denen die erste auf der Ebene der rotirenden Scheibe senkrecht steht und die Nadel von der Scheibe entfernt; die zweite und dritte aber parallel der Ebene der Scheibe wirkt, und zwar in der Richtung der Tangente und in der Richtung des Radius derselben.

870 In früheren Zeiten nahm man zur Erklärung der vorliegenden Phänomene an, die Pole des Magnetes über der rotirenden Scheibe erzeugten an den unter ihnen befindlichen Punkten derselben eine ihnen entgegengesetzte Polarität, welche auch noch fortbestände, wenn sich bei der Rotation der Scheibe die unter den Magnetpolen befindlichen Stellen derselben von den Polen ein wenig entfernten [3]). — Diese Erklärung würde indess nur bei Metallen in Anwendung kommen können, die stark magnetisch sind, z. B. bei Eisen. Auch würde durch die Magnetisirung der horizontalen, rotirenden Scheibe durchaus nicht die Abstossung der vertical über ihr aufgehängten Magnete, so wie die Ablenkung derselben in radialer Richtung nach dem Centrum oder nach der Peripherie der Scheibe hin erklärt werden können.

Der Grund der Erscheinungen liegt vielmehr in den, in der bewegten Scheibe durch die Magnetnadel inducirten Strömen, welche durch ihre elektromagnetische Wechselwirkung mit der Nadel der Scheibe eine ihrer Bewegungsrichtung entgegengesetzte Drehung ertheilen würden, also auf die Nadel zurückwirkend, sie in gleichem Sinne mit der Rotation der Scheibe fortführen. — Hieraus erklärt sich zunächst die in der Richtung der Tangente der Scheibe auf sie wirkende Componente.

---

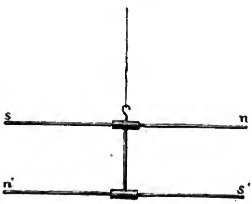
[1]) Arago, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXII, p. 217. 1826*. — [2]) Pohl, Pogg. Ann. Bd. VIII, S. 387. 1826*. — [3]) Duhamel, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXII, p. 216. 1826* (Mittheilungen der Akademie vom 27. Dec. 1824).

Sägt man in die rotirende Scheibe radiale, bis nahe an das Centrum gehende Einschnitte, so können die inducirten Ströme, welche in den an den Magnetpolen vorbeibewegten Radien derselben entstehen, immer weniger zu Stande kommen, je grösser die Zahl der Einschnitte ist, da sich ihnen für ihre vollständige Schliessung keine Leitung darbietet. Mit wachsender Zahl der Einschnitte nimmt daher die Ablenkung der Magnetnadel über der rotirenden Scheibe ab. Werden aber die Einschnitte mit einem Metall zugelöthet, so tritt dieselbe um so stärker auf, je besser das hierzu verwendete Metall leitet [1]). Aus demselben Grunde wirkt eine aus einem spiralförmig gewundenen Kupferdrath gebildete Scheibe auf die darüber befindliche Magnetnadel viel schwächer, als eine Blechplatte von gleicher Grösse und gleichem Gewicht [2]). 871

Hängt man neben der rotirenden Scheibe eine Magnetnadel auf, so dass ihre magnetische Axe sich in der Ebene der Scheibe befindet, so wird dieselbe nicht abgelenkt, da nun keine inducirten Ströme entstehen.

Hängt man ferner neben der Scheibe eine Doppelnadel (vergl. Fig. 339) auf, so dass die beiden gleichgerichteten Nordpole der Nadeln sich gleich weit über und unter derselben befinden, so sind die bei der Rotation der Scheibe durch die Einwirkung beider Nadeln inducirten Ströme entgegengesetzt gerichtet und heben sich auf. Die Doppelnadel wird daher nicht abgelenkt.

Fig. 339.




Sind aber die Nadeln so verbunden, dass der Nordpol der einen über, der Südpol der anderen unter der rotirenden Scheibe sich befindet, oder umgekehrt der Südpol über, der Nordpol unter der Scheibe, so addiren sich die inducirenden Wirkungen beider Pole, und die Nadel wird in der der Rotation der Scheibe entsprechenden Richtung aus ihrer Gleichgewichtslage abgelenkt [3]).

Wird ebenso über dem Rande einer horizontalen, rotirenden Kupferscheibe ein verticaler Magnetstab mit dem Nordpol nach unten an einem Faden aufgehängt, welcher bis zu einem gewissen Grade bei der Rotation der Scheibe im Sinne ihrer Drehung abgelenkt wird, und nun von unten ein gleich starker Magnet mit seinem Nordpol dem Rande der Scheibe genähert, so wird bei gleichem Abstand der beiden Nordpole von derselben der oberhalb aufgehängte Magnet nicht mehr abgelenkt. Bei der Annäherung des Südpoles des unteren Magnetes nimmt dagegen die Ablenkung des oberen Magnetes zu.

Würde nur die durch die Magnete inducirte und eine Zeit an-

---

[1]) Vergl. auch Herschel und Babbage, Phil. Trans. 1825. p. 481*. — [2]) Prevost und Colladon, l. c. — [3]) Faraday, Exp. Res. Ser. II, §. 245 u. flgde. 1832*.

dauernde, magnetische Polarität der Scheibe die Bewegung des aufgehängten Magnetstabes bedingen, so hätte man gerade das entgegengesetzte Verhalten erwarten müssen, indem im ersteren Falle durch den unteren Magnet die durch den aufgehängten Magnet erzeugte magnetische Polarisirung der Scheibe verstärkt, im zweiten aber vernichtet worden wäre.

Dieses Verhalten würde sich bei Anwendung einer Eisenscheibe an Stelle der Kupferscheibe gezeigt haben, da bei jener die magnetische Polarisirung die Wirkung der inducirten Ströme überwiegt.

Legt man zwischen die rotirende Kupferscheibe und die über ihr befindliche Magnetnadel eine Eisenscheibe, so wird die Wirkung aufgehoben, da nun stets in der Eisenscheibe unter dem Magnetpol der Nadel ein ungleichnamiger Pol entsteht, dessen Inductionswirkung auf die Scheibe die der Nadel aufhebt. Eine ruhende Kupferplatte, welche man an Stelle der Eisenplatte bringt, vermindert ebenfalls die Wirkung, indem die in der rotirenden Scheibe erzeugten Inductionsströme Ströme höherer Ordnung in der ruhenden Platte induciren, deren elektromagnetische Wirkung auf die Nadel ihrer eigenen Wirkung entgegengesetzt ist [1]). — Die Einschaltung von nicht leitenden Platten, z. B. Glasplatten, ist dagegen ohne Einfluss.

872 Je schneller unter sonst gleichen Verhältnissen die Scheiben rotiren, um so intensiver müssen die in der Zeiteinheit in ihnen inducirten Ströme sein. Da aber die von ihnen ausgehende Kraft, welche eine über ihnen hängende, durch den Erdmagnetismus gerichtete Declinationsnadel ablenkt, stets in tangentialer Richtung zur Rotationsrichtung der Scheibe wirkt, also auch stets senkrecht gegen die Axe der Nadel, so muss dieselbe dem Sinus des Ablenkungswinkels der letzteren proportional sein. Deshalb wird auch (innerhalb gewisser Grenzen, s. w. u.) der Sinus des Ablenkungswinkels der Nadel der Drehungsgeschwindigkeit der Scheibe proportional wachsen.

Dieses Gesetz ist durch sorgfältige Versuche von Snow Harris [2]) geprüft worden. Er liess eine Nadel über einem ebenen Ringe von 5 Zoll äusserem und 3 Zoll innerem Durchmesser und 0,05 Zoll Dicke schwingen, welcher in schnelle Rotation versetzt wurde. Der ganze Apparat befand sich unter der Glocke einer Luftpumpe. Wenngleich die Luft auf etwa $^1/_2$ Zoll ausgepumpt war, musste doch die Nadel durch Papier- und Glasschirme vor Luftströmungen geschützt werden, da ohne diese Schirme auch Nadeln von unmagnetischen Stoffen an Stelle der Magnetnadel bei der Rotation des Kupferringes abgelenkt wurden. Verhielten sich die Zahlen der Drehungen des Ringes in einer Minute wie 357 : 714 = 1 : 2, so verhielten sich die Sinus der Ablenkungen der Nadel, mithin die ablenkenden Kräfte, wie $\sin 24^0 : \sin 56^0 = 1 : 2{,}038$.

---

[1]) Prevost u. Colladon, l. c. — [2]) Snow Harris, Phil. Trans. 1831. Pt. I, p. 67*.

Je besser ferner das Leitungsvermögen der rotirenden Metallscheiben ist, um so intensiver sind auch die in ihnen inducirten Ströme. Es müssen sich daher die Sinus der Ablenkungen der über ihnen schwingenden Nadel wie ihre specifischen Leitungsfähigkeiten verhalten.

Als auf diese Weise Babbage und Herschel (l. c. §. 871) verschiedene Scheiben von 10 Zoll Durchmesser und $1/2$ Zoll Dicke gleich schnell unter einer Magnetnadel rotiren liessen, ergaben sich die Verhältnisse der Sinus der Ablenkungen der Nadel, d. i. die specifischen Leitungsfähigkeiten, wie in folgender Tabelle unter I angegeben ist. Die unter II erwähnten Zahlen sind auf ganz ähnlichem Wege von Nobili und Bacelli [1]) gefunden.

| | I | II | | I | II |
|---|---|---|---|---|---|
| Kupfer ..... | 100 | 100 | Blei ...... | 25 | 17 |
| Zink ....... | 93(?) | 30 | Antimon ... | 9 | — |
| Zinn ....... | 46 | 21 | Wismuth ... | 2 | — |
| Messing .... | — | 23 | | | |

Diese Zahlen stimmen wenigstens annähernd mit den Theil I, §. 194 u. flgde. erwähnten Werthen der relativen Leitungsfähigkeiten der Metalle überein. Auch über Quecksilber, welches zwischen zwei, durch einen Ring von Wachs zusammengeklebten Glasplatten eingeschlossen und so in Rotation versetzt wird, zeigt eine Magnetnadel eine Ablenkung; ebenso über einer Kohlenscheibe von guter Leitungsfähigkeit, z. B. von Gasretortenkohle.

Ueber rotirenden Holzscheiben, flachen, mit Salzlösungen u. s. f. gefüllten und rotirenden Gefässen würde man wegen der geringen Leitungsfähigkeit derselben kaum Ablenkungen der Magnetnadel wahrnehmen [2]).

Da die Intensität der in der Scheibe inducirten Ströme bei solchen Dicken derselben, welche gegen ihren Abstand von den Magnetpolen zu vernachlässigen sind, den Dicken proportional ist, so wird in diesem Falle der Sinus der Ablenkung der über verschieden dicken, rotirenden Scheiben aufgehängten Magnetnadel ihren Dicken proportional sein. Die Wirkung zeigt sich indess auch schon bei sehr dünnen Platten, z. B. bei Stanniolblättchen, welche auf eine Glasplatte geklebt sind [3]).

Da ferner die Intensität der Inductionsströme bei gleicher Länge der Magnetnadel dem magnetischen Moment derselben proportional ist, so wird die ablenkende Wirkung der rotirenden Scheibe proportional dem Quadrat jenes Momentes zunehmen [4]). Man könnte daher das Moment verschieden stark magnetisirter Nadeln durch ihre Ablenkungen über einer, stets mit gleicher Geschwindigkeit rotirenden Scheibe bestimmen [5]).

Mit wachsender Entfernung der Magnetnadel von der Scheibe nimmt

[1]) Nobili und Bacelli, Bibl. univ. T. XXXI, p. 47. 1826; Baumgartner und Ettingshausen, Zeitschr. Bd. I, S. 142*. — [2]) Arago, l. c., glaubte eine solche Wirkung zu beobachten. Nobili und Bacelli, l. c., läugnen dieselbe. — [3]) Colladon und Prevost, l. c. — [4]) Vergl. Christie, Phil. Trans. 1825. S. 501*. — [5]) Arago, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXX, p. 263. 1825*; Pogg. Ann. Bd. V, S. 535*.

die Intensität der inducirten Ströme und so auch die Rückwirkung auf die Magnetnadel schnell ab.

Als z. B. Harris (l. c.) bei seinen Versuchen die über dem rotirenden Ringe schwebende Nadel durch eine Mikrometerschraube in verschiedene Entfernung über denselben erhob, ergab sich die Ablenkung der Nadel:

| Entfernung in Schraubengängen | | Umdrehung in der Minute 178,5 | 357 | 714 |
|---|---|---|---|---|
| 4 | Abl.: | 18 | 38 | — |
| 5 | | 12 | 24 | 56 |
| 6 | | — | 16 | — |
| 8 | | 4,5 | 9 | — |
| 10 | | 3 | 6 | 12 |

Hiernach würde unter den gerade hier obwaltenden Bedingungen der Versuche die ablenkende Kraft sich etwa umgekehrt wie das Quadrat der Entfernung der Nadel von der Scheibe verhalten.

873 Lässt man Scheiben von magnetischen Metallen, z. B. Eisenscheiben, unter einer Magnetnadel rotiren, so folgt dieselbe gleichfalls ihrer Bewegung, indess viel schneller, als man nach der schlechten Leitungsfähigkeit des Eisens vermuthen sollte. Zu der Wirkung der inducirten Ströme tritt hier eine Magnetisirung der Scheibe, welche unter den Polen der Nadel ungleichnamige Pole erhält. Diese Polarität dauert noch eine gewisse Zeit an, so dass die in der Scheibe gebildeten Pole mit derselben bei ihrer Bewegung fortgeführt werden und so die Magnetnadel mit sich nehmen. Die Wirkung dieser Magnetisirung ist sehr viel stärker, als die der inducirten Ströme.

874 Während bei diesen Versuchen nur die tangentiale Componente der Wirkung der Inductionsströme auf die Magnetnadel in Betracht kommt, ist es nöthig, noch die radiale und die auf der Ebene der Scheibe senkrechte Componente derselben zu erklären [1]).

Lägen die durch den einen Pol $N$ (Fig. 340) einer Magnetnadel in einer rotirenden Scheibe inducirten Ströme zu beiden Seiten derselben symmetrisch, so könnten wir die abstossende Wirkung der in Bezug auf die Rotationsrichtung hinter dem Pol $N$ liegenden Ströme in einem Punkt $a$, die ebenso grosse anziehende Wirkung der vor dem Pol liegenden Ströme in einem Punkt $b$ concentrirt denken, welche beide Punkte einen gleichen Abstand von dem unter Pol $N$ liegenden Radius der Scheibe besässen. Die auf $N$ wirkende Resultante der beiden von $a$ und $b$ ausgehenden Kräfte ist stets parallel der Ebene der Scheibe und der

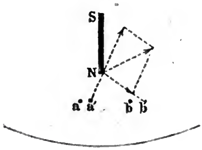
[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. I, §. 125*; Ann. de Chim. et de Phys. T. LI, p. 422 u. flgde. 1832*; Moser, Repertor. Bd. I, S. 300. 1837*.

Tangente ihrer Rotationsrichtung. Es könnten also die zwei anderen Componenten der Wirkung auf Pol *N* nicht auftreten.

Verschieben sich aber die Inductionsströme mit der rotirenden Scheibe, so dass sie eine gewisse Zeit andauern, so rückt der Punkt *a* gegen *N* vor nach *a'*, *b* von *N* fort nach *b'*; die Abstossung von *N* durch *a'* wird grösser, die Anziehung durch *b'* kleiner, und die Resultante beider Kräfte ist nicht mehr der Ebene der Scheibe parallel, sondern ein wenig nach oben gerichtet. Sie hat eine auf der Ebene der Scheibe senkrechte, den Pol *N* von ihr entfernende Componente.

Liegt ferner der Pol *N* in der Nähe des Randes der Scheibe, so sind die Geschwindigkeiten der Theile des unter dem Magnet hindurchgehenden Radius derselben, welche dem Mittelpunkte und dem Rande näher liegen, als der unter dem Pol befindliche Punkt, und auf welche aus nächster Nähe die Inductionswirkung stattfindet, nicht sehr von einander verschieden; aus diesem Grunde allein würden also die inducirten Ströme nach dem Mittelpunkt und dem Rande der Scheibe hin ziemlich gleiche Intensität besitzen. Da sie aber am Rande keinen Platz zu ihrer Ausbreitung finden, so verbreiten sie sich mehr nach der Mitte der Scheibe; die Centra *a* und *b* ihrer Wirkung auf den Magnetpol liegen näher an derselben als Pol *N*. — Wären wieder *a* und *b* gleich weit von *N* entfernt, so würde dennoch die Resultante der von ihnen ausgehenden Kräfte der Tangente der Drehungsrichtung entsprechen. — Wenn aber durch die Verschiebung von *a* und *b* im Sinne der Rotationsrichtung die Abstossung von *N* durch *a* grösser ist, als die Anziehung durch *b*, so ergiebt die resultirende Kraft noch eine gegen die Peripherie der Scheibe gerichtete Componente. — Befindet sich Pol *N* nahe dem Centrum der Scheibe, so finden freilich die Inductionsströme allerseits Metallmassen genug zu ihrer Ausbildung. Jetzt ist aber die Geschwindigkeit der jenseits des Magnets, dem Rande der Scheibe zu liegenden Theile verhältnissmässig viel grösser, als die der mehr centralen Theile; zugleich bewegen sich die jenseits des Centrums liegenden Theile derselben in entgegengesetzter Richtung. Die Inductionsströme würden sich daher nach dem Rande der Scheibe zu in grösserer Intensität und weiter ausbreiten, als nach ihrer Mitte hin. Die Punkte *a* und *b* liegen der Peripherie der Scheibe näher, als der Magnetpol. Dann ergiebt die Verschiebung derselben mit der Rotation eine den Pol gegen das Centrum der Scheibe treibende Componente. — In einer mittleren Stellung des Poles *N* wird diese Componente Null.

Fig. 340.




Diese Resultate führen also unmittelbar zu dem Nachweis, dass die inducirten Ströme in der Scheibe eine gewisse Zeit andauern und sich

mit ihr verschieben; ein Resultat, welches auch Nobili und Matteucci (§. 866) durch directe Beobachtungen bestätigt haben.

875 Wir haben oben unter der Voraussetzung, dass die Inductionsströme sich nicht mit der rotirenden Scheibe verschieben, den Sinus der Ablenkung der über ihr schwebenden Magnetnadel der Drehungsgeschwindigkeit der Scheibe proportional gesetzt. Verschieben sich aber bei wachsender Rotationsgeschwindigkeit die Inductionsströme immer mehr, so ändert sich dadurch das Verhältniss der drei Componenten ihrer Wirkung auf die Nadel. Die senkrechte Componente wächst dabei auf Kosten der tangentialen Componente. Je weiter die Magnetnadel von der rotirenden Scheibe entfernt ist, desto grösser ist hierbei die Abnahme der tangentialen Componente. Als z. B. Matteucci [1]) eine Kupferscheibe von 118,5$^{mm}$ Durchmesser und 304,7 Grm. Gewicht resp. 12 und 48mal in der Secunde unter einem 27 und 31$^{mm}$ über ihr aufgehängten Magnetstab in Rotation versetzte, betrug das Verhältniss der Sinus der Ablenkungen bei beiden Entfernungen 1 : 4,112 und 1 : 3,708.

Bei einer Wismuthscheibe von gleichem Gewicht und Durchmesser, die mit denselben Drehungsgeschwindigkeiten unter einem 7,8 und 8$^{mm}$ über ihr aufgehängten Magnet rotirte, betrug das Verhältniss nur 1 : 2,778 und 1 : 2,776. Bei dieser Scheibe nimmt also die horizontale Componente bei schnellerer Drehung noch mehr ab; ein Beweis, dass die inducirten Ströme weiter ihrer Bewegung folgen, als bei der besser leitenden Kupferscheibe.

876 Die Verzögerung bei der Induction in körperlichen Leitern ist noch auf anderen Wegen durch Felici und Verdet nachgewiesen worden.

Felici [2]) versetzte eine hohle Messingkugel von 80$^{mm}$ äusserem und 77$^{mm}$ innerem Durchmesser durch eine Centrifugalmaschine in Rotation um eine verticale Axe. Die Kugel war mit einer Glasglocke bedeckt. Neben derselben war an dem Kopf einer Drehwage vermittelst eines dünnen Messingfadens ein astatisches System von zwei, 5$^{mm}$ dicken und 151,5$^{mm}$ langen, in einem Abstand von 195$^{mm}$ parallel über einander befestigten, horizontalen Stahlmagneten aufgehängt, so dass der untere, in Fig. 341 besonders gezeichnete Magnet $NS$ mit dem Mittelpunkt $O$ der rotirenden Kugel sich in einer Horizontalebene befand. Der Pol $N$ des Magnetes war 50$^{mm}$, die Axe desselben 86$^{mm}$ von dem Kugelmittelpunkt $O$ entfernt. Das astatische System trug einen Spiegel, so dass man vermittelst Scala und Fernrohr seine Ablenkung zu bestimmen vermochte.

Rotirte die Kugel langsam in dem einen oder anderen Sinne, so wurde das astatische System in Folge der in ihr entstehenden Ströme abgelenkt, und zwar je nach der Rotationsrichtung um gleichviel nach

---

[1]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XLIX, p. 144. 1856*. — [2]) Felici, Nuovo cimento T. IX, p. 16. 1859*.

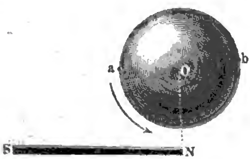
der einen oder anderen Seite. Bei schneller Rotation war indess, als die Kugel sich im Sinne des in der Fig. 341 gezeichneten Pfeiles drehte, die Abstossung des Poles *N* bedeutender, als die Anziehung desselben bei entgegengesetzter Rotationsrichtung.

Dieses Resultat ergiebt sich nach Felici aus folgender Betrachtung:

Rotirt die Kugel *O* vor dem Pol *N* des Magnetes *NS* um eine durch den Mittelpunkt *O* gehende und auf der Ebene *NOS* senkrechte Axe, so bilden die in ihr inducirten Ströme Kreise, deren Ebenen im Wesentlichen einander parallel sind, und deren Mittelpunkte auf einer, auf der Rotationsaxe und Linie *ON* senkrechten Linie *ab* liegen. Die Wechselwirkung dieser Kreisströme mit dem Magnet erzeugt erstens ein Kräftepaar, welches die Rotation der Kugel aufhalten würde und zweitens eine translatorische, je nach der relativen Lage des Magnetes und der Kugel und ihrer Rotationsrichtung anziehende oder abstossende Kraft zwischen beiden.

Ist der Winkel $SNO < 90^0$, und dreht sich die Kugel entsprechend dem Pfeil in der Fig. 338 so, dass das dem Magnet zunächst liegende Ende *a* der Linie *ab* sich demselben nähert, so wirkt das Ende *a* wie ein dem Pol *N* gleichnamiger Pol, es tritt Abstossung ein; bei umgekehrter Rotation tritt Anziehung ein. Wenn sich nun bei schneller Rotation die inducirten Stromkreise im Sinne der Rotation verschieben, so wird bei dem in der Figur gezeichneten Fall der Punkt *a* sich dem Pol *N* nähern; im entgegengesetzten Fall von demselben entfernen. Die Abstossung des Poles *N* wird also im ersteren Fall grösser sein, als im zweiten die Anziehung, wie es auch der Versuch ergiebt.

Fig. 341.




Durch dieses Andauern der Inductionsströme sucht Felici [1]) auch den Diamagnetismus der Körper zu erklären. Er nimmt an, dass die Atome derselben um ihre Axen nach allen möglichen Richtungen beständig rotiren. Dies würde auch bei den Krystallen eintreten, da im Allgemeinen in ihnen die Rotationsaxen der Moleküle gegen die Symmetrieaxe symmetrisch liegen müssen. Befindet sich nun ein Körper vor einem Magnetpol, so kann man die Rotation jedes Moleküls in zwei Theile zerlegen, in eine Rotation um eine bestimmte Axe, durch die keine wirksamen Inductionsströme erzeugt werden, und in eine Rotation, welche Inductionsströme hervorruft, die, wie bei der oben erwähnten Rotation der Messingkugel, elektromagnetische Wechselwirkungen mit dem Magnetpole

[1]) Felici, l. c.

zeigen. Wie dort würde stets die durch die Rotation der einen Moleküle in dem einen Sinn bewirkte Abstossung grösser sein, als die Anziehung in Folge der entgegengesetzten Rotation der anderen Moleküle. So würde sich die diamagnetische Abstossung erklären, welche an jeder Stelle der Körper in einer bestimmten Richtung ein Maximum wäre. — Für die genauere Prüfung dieser Theorie fehlen indess vorläufig noch die Anhaltspunkte, da man nicht bestimmen kann, ob und wie schnell und in welchen Richtungen die Moleküle der Körper rotiren, wie gross ihre Leitungsfähigkeit und die Zeit des Andauerns der Inductionsströme in ihnen ist u. s. f.

877 Auf einem mehr indirecten Wege hat Verdet[1]) die Verzögerung der Induction folgendermaassen dargethan. Der Magnet einer Page'schen Magnetelektrisirmaschine (vergl. Capitel IV) wurde durch eine hufeisenförmige Drathspirale von $600^{mm}$ Länge und $35^{mm}$ Durchmesser ersetzt, welche aus einem $70^{m}$ langen, $2^{mm}$ dicken Drath in 5 Lagen gewickelt war. Die beiden Schenkel dieser hufeisenförmigen Spirale waren mit je einer Inductionsspirale von $150^{mm}$ Länge und $37^{mm}$ innerem Durchmesser umgeben, welche aus 7500 Umwindungen eines $0{,}25^{mm}$ dicken, übersponnenen Kupferdrathes gebildet war. Die Inductionsspiralen waren einerseits mit einander verbunden, und das freie Ende der einen wurde mit dem einen Ende des Multiplicators eines Galvanometers verbunden. Vor den Polen der hufeisenförmigen Spirale wurden durch ein Schwungrad mit einem Schnurlauf rechteckige Anker von verschiedenen Metallen um eine den Schenkeln der Spirale parallele und in der Mitte zwischen ihnen liegende Axe in Rotation versetzt. Auf die Axe war ein Commutator aufgesetzt, bestehend aus einer Glaswalze, welche an dem einen Ende einen kupfernen Ring trug, von dem zwei diametral gegenüberstehende, schmale Kupferstreifen über die Walze hinübergingen, welche 20 oder 35 Grad ihres Umfanges breit waren. Gegen den Ring schleifte eine mit dem freien Ende der zweiten Inductionsspirale, gegen den mit den Kupferstreifen versehenen Theil der Glaswalze eine zweite mit dem zweiten Leitungsdrath des Galvanometers verbundene Feder. — Durch die hufeisenförmige Spirale wurde ein Strom von 20 Bunsen'schen Elementen geleitet. Versetzt man den Anker in Rotation, so werden durch den Strom in der hufeisenförmigen Spirale in seiner Masse Inductionsströme erzeugt, deren Richtung und Intensität sich bei jedem Umlauf des Ankers ändert. Durch diese Aenderung werden indirect in den Inductionsspiralen auf den Schenkeln der hufeisenförmigen Spirale Ströme inducirt, welche bei je zwei diametral entgegengesetzten Lagen des Ankers gleiche Richtung und Intensität haben müssen, da dann die Inductionsströme im Anker gegen die Inductionsspiralen gleiche Lage haben.

---

[1]) Verdet, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXXI, p. 187. 1851*; Krönig's Journ. Bd. I, S. 364*.

Durch die zwei Kupferstreifen des Commutators werden also gleiche Ströme zum Galvanometer geführt. Ihre Intensität wird im Allgemeinen der Intensität der in den Ankern inducirten Ströme, also bei gleichen Dimensionen deren Leitungsfähigkeit proportional sein [1]). Dreht man den Commutator allmählich auf der Rotationsaxe des Ankers, so kann man in dem Galvanometer die Ströme messen, welche inducirt sind, während der Anker entweder dicht vor den Polen $N$ und $S$ der hufeisenförmigen Spirale oder in anderen Phasen seiner Bewegung sich um 20 oder 35° dreht.

Steht der Anker bei seiner Drehung gleich viel Grade vor oder hinter den Polen $N$ und $S$, z. B. in den Lagen $AB$ und $A_1 B_1$, Fig. 342, so ist ersichtlich, dass bei der Annäherung an die Seite $CDE$ und bei der Entfernung von der Seite $EFC$ der Drathwindungen der hufeisenförmigen Spirale nach dem Lenz'schen Gesetze in dem Anker stets Ströme inducirt werden, welche durch ihre Wechselwirkung mit den Solenoidpolen seine Bewegung zu hemmen streben, deren Intensität in der den Polen $N$ und $S$ zunächst liegenden Seite im Maximum ist, und die sich in den ferneren Theilen des Ankers ausgleichen. Die Richtungen dieser Ströme sind also in dem Anker bei der Annäherung und Entfernung von den Polen entgegengesetzt.

Fig. 342.




Da aber bei der Annäherung des Ankers aus der Lage $AB$ an den Pol $N$ die Intensität des in ihm inducirten Stromes zunimmt, bei der Entfernung von demselben aus der Lage $A_1 B_1$ aber abnimmt, so müssen in beiden Fällen in der Inductionsspirale durch diese Intensitätsänderungen gleichgerichtete und gleich starke Ströme inducirt werden. Dieselben werden ein Maximum der Intensität besitzen, wenn sich der Anker in der Nähe der Pole der Spirale befindet, und bis zu seiner äquatorialen Lage allmählich abnehmen.

Die erwähnte Gleichheit würde sich ergeben, wenn man den Commutator so stellt, dass er bei der Drehung des Ankers um je 20 oder 35° in gleichen Winkelabständen von der axialen Lage die inducirten Ströme auffängt, einmal während der Anker sich jener Linie nähert und dann von ihr entfernt. Die ersteren Winkelabstände wollen wir mit —, die anderen mit + bezeichnen.

Diese Gleichheit tritt indess nur bei langsamen Rotationen ein, bei schnelleren verschiebt sich das ganze Phänomen im Sinne der Rotation, so dass das Galvanometer das Maximum der Ablenkung zeigt, wenn man den Commutator so stellt, dass er demselben die Ströme zuführt, welche erst einige Zeit nach dem Vorbeigehen des Ankers vor den Magnetpolen inducirt worden sind.

[1]) Vergl. auch Breguet, Compt. rend. T. XXIII, p. 1155. 1846*.

Auf diese Weise fand z. B. Verdet folgende Ablenkungen, als der Anker resp. I 5, II 20, III 40 Umdrehungen in der Secunde machte:

| Drehung des Ankers | Silber | | | Zinn | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | I | II | III | I | II | III |
| von — 60° bis — 40° | + 2 | + 4 | + 28 | „ | + 2 | + 3 |
| — 40 „ — 20 | + 7 | + 30 | + 35 | + 1,5 | + 4 | + 11 |
| — 20 „ 0 | — 12 | + 29 | + 45 | — 1 | — 2 | + 4 |
| 0 „ + 20 | — 26 | — 66 | + 90 | — 2 | — 18 | — 30 |
| + 20 „ + 40 | + 2 | — 62 | — 90 | + 2 | — 2 | — 18 |
| + 40 „ + 60 | + 4 | + 36 | — 9 | + 2 | + 16 | + 32 |

Aehnliche Resultate ergaben sich bei Ankern von anderen Metallen, wie Kupfer, Zink, Blei, auch von Antimon und Wismuth. — Bei letzteren Metallen wurde die hufeisenförmige Spirale durch einen Stahlmagnet ersetzt, dessen Magnetismus zugleich durch die Ströme, welche in seiner Masse indirect von den im Anker inducirten Strömen inducirt werden, verändert wird, und der so auch wiederum in den seine Schenkel umgebenden Inductionsspiralen Ströme inducirt. Die letzteren sind dabei intensiver, als bei Anwendung der Spirale, indess ist der Gang der Erscheinungen derselbe.

Stets ergab sich, dass sich die Lagen des Ankers, in denen der in den Inductionsspiralen inducirte Strom seine Richtung wechselt, mit wachsender Drehungsgeschwindigkeit immer mehr im Sinne der Bewegung des Ankers verschieben, so dass der Einfluss der Zeit auf die Induction wiederum bewiesen ist. — Diese Erscheinung tritt bei den besser leitenden Metallen viel stärker hervor.

878 Ebenso wie in den §. 867 u. flgde. beschriebenen Versuchen die elektromagnetische Wirkung der Ströme, welche durch einen Magnet in einer in seiner Nähe rotirenden Metallscheibe inducirt werden, auf die Bewegung des Magnetes einen Einfluss ausübt, kann auch umgekehrt der Magnet in Rotation versetzt, und über oder zwischen seinen Polen eine Metallmasse frei aufgehängt werden. Auch diese folgt durch die in ihr erzeugten Inductionsströme der Bewegung des Magnetes [1]).

Zur Anstellung dieser Versuche befestigt man auf der verticalen Axe einer Centrifugalmaschine oder eines Uhrwerkes einen starken hufeisenförmigen Stahlmagnet, so dass seine Schenkel vertical sind, und bringt über seinen Polflächen einen Glaskasten an, in welchem man an einem dünnen Faden die zu untersuchenden Körper zwischen oder über die Magnetpole hängt. — Will man den Stahlmagnet durch einen dauernd gleichartig magnetisirten Elektromagnet ersetzen, so muss man die Enden der ihn magnetisirenden Dräthe mit zwei isolirt auf die Drehungs-

1) Herschel und Babbage, l. c.

axe aufgesetzten Metallscheiben verbinden, gegen welche zwei mit den Polen der Säule verbundene Federn schleifen.

Hängt man so über den Polen des rotirenden Magnetes horizontale Scheiben von verschiedenen Metallen auf, so kann man zeigen, dass die Kraft, welche sie aus der, ihnen durch die Torsion des Aufhängungsfadens ertheilten Lage ablenkt, mit der Leitungsfähigkeit der Scheiben und der Drehungsgeschwindigkeit des Magnetes proportional wächst; dass, wenn die Torsion des Aufhängungsfadens gering ist, die Scheiben im Sinne der Drehungsrichtung des Magnetes in Rotation versetzt werden; dass radial ausgeschnittene Scheiben um so weniger durch den rotirenden Magnet abgelenkt werden, je mehr Ausschnitte sie haben, dass das Zulöthen der Ausschnitte die Ablenkung oder Rotation um so stärker wieder hervorruft, je besser das dazu verwendete Loth leitet u. s. f.

Analog zeigte Christie [1]), dass Scheiben, welche kreisförmige Einschnitte haben, so dass ihre ringförmigen Theile nur an vier, um 90° von einander entfernten Stellen zusammenhängen, um so schwächer der Rotation folgen, je mehr solcher Einschnitte in ihnen angebracht sind.

Wird bei diesen Versuchen der Abstand der rotirenden Magnetpole von der Drehungsaxe vergrössert, so nehmen die in einer darüber schwebenden Kupferscheibe inducirten Ströme an Intensität zu, da die Geschwindigkeit der Bewegung der Pole wächst. Zugleich wirkt auch die zwischen den inducirten Strömen und Magneten thätige, die Scheibe bewegende elektromagnetische Kraft an einem grösseren Hebelarm, und so wird die Ablenkung und Rotation der Scheibe bedeutender. Diese Zunahme erreicht indess ein Maximum, indem, wenn die Magnetpole zu nahe an dem Rande der rotirenden Scheibe liegen, die inducirten Ströme sich mehr gegen ihre Mitte hin ausbreiten, und so die tangentiale Componente ihrer Wechselwirkung mit den Magnetpolen sich vermindert (vergl. §. 874). Nach Christie würde bei einer Scheibe von 8,4 Zoll Radius, unter der zwei verticale Magnetstäbe von je 12 Zoll Länge in einem Abstande von 1 Zoll rotiren, eine Entfernung der Magnetpole von der Rotationsaxe von 3,2 Zoll das Maximum der Wirkung ergeben.

Hängt man nach Matteucci [2]) zwischen den Polen des rotirenden Magnetes eine massive oder eine hohle Kupferkugel an einem Faden auf, so drehen sich beide unter sonst gleichen Verhältnissen gleich schnell.

Je mehr die Continuität der Metallmassen vermindert wird, desto schwächer werden die in ihnen im Ganzen entwickelten Inductionsströme; desto weniger folgen sie der Rotation des Magnetes. Indess schon sehr kleine Theilchen Metall, z. B. Goldstäubchen, welche an den beiden Enden eines horizontal zwischen den Magnetpolen aufgehängten Glasfadens 879

---

[1]) Christie, Phil. Trans. 1827. Pt. I, p. 71*. — [2]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXIX, p. 135. 1853*.

angeklebt sind, vermitteln bei der Rotation des Magnetes auch die Drehung des Glasfadens.

Gemenge von Harz mit Gold und Silberstäubchen, welche etwa $^1/_{10}$ bis $^1/_{100}$mm Durchmesser besitzen, zeigen, wenn sie an einem Faden zwischen den Polen des rotirenden Magnetes aufgehängt werden, gleichfalls die Rotation. Bei gleichem Gewicht des in die Harzmasse eingestreuten Pulvers soll dieselbe mit wachsender Feinheit des Pulvers entgegen der Erwartung wieder schneller werden. Matteucci schreibt dies einer stärkeren wechselseitigen Induction der kleineren, also näher aneinander liegenden Metalltheilchen auf einander zu. (Sollte die Erscheinung nicht von einem Eisengehalt in Folge der Darstellung der Pulver herrühren?)

Sehr concentrirte Lösungen von Eisenchlorür und schwefelsaurem Eisenoxydul, ebenso die Pulver dieser Salze folgen, wenn sie zwischen den Polen eines starken Elektromagnetes aufgehängt werden, dagegen seiner Rotation nicht oder werden nur ein wenig im Sinne derselben aus ihrer Lage abgelenkt; wohl weil sie nur äusserst geringe Coercitivkraft besitzen. — Gemenge von Harz und Wachs mit Colcothar oder Eisenoxyd folgen dagegen dem Magnet sehr schnell, selbst wenn sie nur $^1/_{2000}$ Eisenoxyd enthalten und sich sonst, frei zwischen den Magnetpolen aufgehängt, wie diamagnetische Körper verhalten [1]).

880 Besitzen die zwischen die Magnetpole gehängten Körper nach verschiedenen Richtungen verschiedene Leitungsfähigkeit, so wird die Intensität der Inductionsströme, welche durch den um eine verticale Axe rotirenden Hufeisenmagnet in ihnen erzeugt werden, grösser sein, wenn die Körper in verticalen Ebenen besser leiten als in horizontalen, da die Inductionsströme wesentlich in ersteren fliessen. In diesem Fall tritt daher auch die Ablenkung und Rotation der Körper stärker hervor.

Hängt man z. B. einen Würfel von Wismuth, in dem die Spaltungsflächen vertical stehen, zwischen den Polen eines Elektromagnetes auf, welcher um eine zwischen seinen verticalen Schenkeln befindliche verticale Axe rotirt, so rotirt der Würfel um seine verticale Axe schneller, als wenn die Spaltungsflächen in ihm horizontal liegen, da die Leitungsfähigkeit des Wismuths parallel den Spaltungsflächen grösser ist, als senkrecht gegen dieselben. Ganz ähnlich verhält sich ein Würfel aus dünnen Kupferplatten, welche durch einen Isolator von einander getrennt sind. Derselbe rotirt nur, wenn die Platten vertical, nicht aber, wenn sie horizontal sind.

In ähnlicher Weise hat Matteucci [2]) rechteckige Platten aus Wismuthstücken von je 2,56 Grm. Gewicht, 16,9mm Länge, 9,3mm Breite und 1,75mm Dicke geschnitten, in denen die Spaltungsrichtung einmal

---

1) Matteucci, Cours spécial s. l'induction, Paris 1854. p. 157*; Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXXIX, p. 136. 1854*; Compt. rend. T. XLV, p. 353. 1857*. — 2) Matteucci, l. c.

a) der längeren, und dann b) der kürzeren Kante parallel war. Je vier (gleiche) dieser Platten wurden auf die vier verticalen Seiten eines, zwischen den Polen des rotirenden Magnetes aufgehängten Holzwürfels so aufgeklebt, dass ihre Längsrichtung horizontal war. Der Würfel mit den Platten *a* folgte dem rotirenden Magnet viel langsamer als der Würfel mit den Platten *b*.

Bei verschiedenen Zahlen *z* der Drehungen des Magnetes in der Secunde betrug unter Anderem die Zeit zu einer Umdrehung bei den mit Platten belegten Würfeln:

| *z* | *a* | *b* |
|---|---|---|
| 1 | 22,5 Sec. | 36,5 |
| 2 | 9,5 | 18 |
| 4 | 7,5 | 18 |
| 8 | 8,2 | 28,5 |

Die elektromagnetische Wirkung der Ströme, welche bei der Ver- 881
änderung der gegenseitigen Lage von Magneten und Metallmassen in letzteren inducirt werden, zeigt sich auch darin, dass durch dieselben jedesmal die den Metallmassen oder Magneten ertheilten Bewegungen gehemmt werden [1]).

Lässt man z. B. eine kupferne Kugel, welche in ein Gyroskop oder in den Ring einer Bohnenberger'schen Maschine eingesetzt oder nur an einem Faden aufgehängt ist, den man stark gedrillt hat, zwischen den Polen eines Magnetes rotiren, so werden in derselben Ströme inducirt, die denen in der Arago'schen Scheibe völlig analog sind und daher die Bewegung der Kugel hemmen und ihre Drehung verlangsamen. — Versetzt man in gleicher Weise zwischen den, auf einen starken Elektromagnet aufgelegten Halbankern vermittelst einer Kurbel eine, auf eine Axe gesetzte Kupferscheibe von etwa 10$^{mm}$ Dicke und 30$^{mm}$ Durchmesser in der äquatorialen Ebene in Rotation, so bemerkt man deutlich bei Erregung des Magnetes, dass man zur Drehung der Scheibe eine bedeutendere Kraft anwenden muss. Die die Bewegung hemmenden Inductionsströme erzeugen in der Kupferscheibe eine gewisse Wärmemenge, welche bei schneller Rotation bedeutend genug werden kann, um bei Berührung der Scheibe mit der Hand wahrgenommen zu werden [2]).

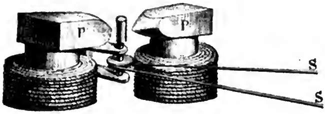
Zu diesem Versuch eignet sich namentlich eine Scheibe von Aluminium sehr gut, die bei ihrem geringen Gewicht schon durch eine kleine Wärmemenge sehr stark erhitzt wird. Die grosse specifische Wärme des Aluminiums (die doppelte des Kupfers) compensirt diese Wirkung nicht ganz [3]).

Lässt man zwischen den Polen des Elektromagnetes durch einen

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. T. XXII, §. 2514. 1848; Anm.* — [2]) Foucault, Compt. rend. T. XLI, p. 450. 1855*; Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 622*. Richtige Erklärung von Poggendorff, ibid. S. 624*. — [3]) Violle, Compt. Rend. T. LXXI, S. 270. 1870*. —

Schnurlauf vermittelst einer Centrifugalmaschine einen kleinen, verticalen Cylinder von dünnem Kupferblech (Fig. 343) rotiren, der mit leicht schmelzbarem Metallgemisch gefüllt ist, so kann dasselbe in Folge der freigewordenen Wärme schmelzen [1]).

Fig. 343.




882 Der folgende Versuch zeigt in anderer Form dieselbe Wirkung:

Man lässt eine kreisförmige Kupferplatte, welche auf der einen Seite ein kleines Uebergewicht hat, um eine, auf ihrer Ebene senkrechte Axe in der Verticalebene Pendelschwingungen vollführen. Bringt man gegenüber den beiden Flächen der Platte zwei entgegengesetzte Magnetpole an, so induciren beide in den an ihnen vorbeischwingenden Theilen der Platte Ströme, welche gleiche Richtung besitzen und stets durch ihre elektromagnetische Wirkung auf die Magnetpole die Platte in ihren Schwingungen aufhalten, so dass die Elongation derselben sehr viel schneller bei Anwendung der Magnete, als ohne dieselben abnimmt. Nähert man dagegen den beiden Flächen der schwingenden Platte die Magnete mit gleichnamigen Polen, so heben sich die durch dieselben inducirten Ströme auf, wenn die Pole gleich stark magnetisch sind, sie hemmen die Schwingungen der Scheibe nicht.

Werden in ganz gleicher Weise einer oscillirenden Eisenscheibe zwei ungleichnamige Magnetpole von beiden Seiten genähert, so vermehrt sich die Abnahme der Schwingungsweite nur sehr wenig, da die inducirten Ströme in der Eisenscheibe wegen ihres geringeren Leitungsvermögens eine viel schwächere Intensität besitzen, als in der Kupferscheibe.

Wird aber der Scheibe nur ein Magnetpol von einer Seite, oder werden ihr von den beiden Seiten zwei Nordpole genähert, so nimmt die Weite der Schwingungen ungleich schneller ab, als selbst bei der Kupferplatte zwischen ungleichnamigen Polen, indem jetzt in der Eisenscheibe zwischen den Magnetpolen ein Südpol, in ihren von denselben entfernteren Theilen ein Nordpol gebildet wird, und die starke Anziehung der Magnetpole gegen den ersteren, welcher auch bei den Oscillationen der Scheibe sich ein wenig mit ihr verschiebt, in jeder Lage derselben ihre Schwingungen aufhält [2]) (vergl. §. 831 u. flgde.).

883 Es ist von vornherein klar, dass die Inductionsströme in einer zwischen zwei Magnetpolen rotirenden Metallscheibe auch rückwärts in der Masse des Magnetes und den etwa seine Schenkel umgebenden Drath-

[1]) Tyndall, On Heat. 1. Aufl. S. 36. 1865*; Deutsche Uebersetzung, 2. Aufl. S. 48, Fig. 16*. — [2]) Sturgeon, Edinb. Phil. Journ. 1825. p. 124; Faraday, Exp. Res. Ser. I, §. 249 u. flgde. 1831*.

spiralen Inductionsströme erzeugen. Wächst die Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe, so nimmt die Intensität der Ströme in derselben zu, die in dem Magnet und seinen Spiralen dadurch inducirten Ströme sind den magnetisirenden entgegengerichtet, der Magnetismus des Magnetes nimmt ab; er bleibt sodann bei constanter Drehungsgeschwindigkeit constant und wächst wieder bei Abnahme der Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe, da nun die Inductionsströme in derselben schwächer werden. Umgiebt man den Magnet mit einer Drathspirale und ertheilt ihm entweder durch einen vorübergehend durch dieselbe geleiteten Strom permanenten Magnetismus oder magnetisirt ihn durch einen, eine besondere Spirale durchfliessenden, schwachen Strom dauernd temporär, so kann man diese secundären Inductionen bei Verbindung der erst erwähnten Spirale mit einem Galvanometer bei abwechselnder schnellerer und langsamerer Rotation der Scheibe nachweisen [1]).

Rotirt eine Kupferscheibe in der Art zwischen den Halbankern eines Magnetes, dass die Axe der letzteren mit der Rotationsaxe der Scheibe zusammenfällt, so bewirkt die Induction nur eine elektrische Spannung zwischen den centralen und peripherischen Stellen der Scheibe; es entstehen aber keine geschlossenen Ströme. Zur Drehung der Scheibe ist daher keine weitere Arbeit, als zur Ueberwindung der Reibung, erforderlich. Verbindet man dagegen das Centrum und die Peripherie der Scheibe durch eine leitende Schliessung, so gleichen sich die in der Scheibe entstehenden Ströme aus, und der aus ihrer Wechselwirkung mit dem Magnet entstehende Widerstand gegen die Bewegung muss durch eine Arbeit überwunden werden [2]).

Endlich wirken auch die Inductionsströme in einer ruhenden Me- 884
tallmasse hemmend auf die Bewegungen des inducirenden Magnetes.

Schwingt eine Magnetnadel frei in der Luft, so nehmen die Schwingungsbogen in Folge des Luftwiderstandes und der Reibung langsam ab. — Lässt man aber die Nadel in einem massiven Ringe von Metall oder über einer dicken Metallscheibe, z. B. von Kupfer, schwingen, so vermindern sich dieselben sehr schnell [3]). Ueber einer schlecht leitenden Platte findet dies nicht statt. So beobachtete z. B. Seebeck [4]), dass die Schwingungsweite einer Declinationsnadel, welche über einer Marmorplatte aufgestellt war, bei 116 Schwingungen von 45° auf 10° herabsank, während dieselbe Verminderung der Oscillationsweite schon bei 61 Schwingungen stattfand, wenn sie in einem dicken Kupferringe oscil-

[1]) Jacobi, Compt. rend. T. LXXIV, p. 237. 1872*; auch Violle, Compt. rend. T. LXX, p. 1283; T. LXXI, p. 270. 1870*; Ann. de Chim. et de Phys. [4] T. XXI, p. 74. 1870*. Aehnlich auch schon Soret, Compt. rend. T. LXV, p. 301. 1857*. — [2]) Le Roux, Compt. rend. T. LXXV, p. 1805. 1872*. — [3]) Arago, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXVII, p. 363. 1824*; T. XXXII, p. 213. 1826*. — [4]) Seebeck, Pogg. Ann. Bd. VII, S. 203. 1826*; Bd. XII, S. 352. 1828*.

lirte. — Diese Beobachtung führte Arago (l. c.) zuerst auf die Entdeckung des Rotationsmagnetismus.

Beim Schwingen der Magnetnadel nähern sich ihre Pole bestimmten Theilen der Kupferscheibe und entfernen sich von anderen. In allen diesen Theilen entstehen Inductionsströme, welche durch ihre elektromagnetische Wirkung auf die Pole der Nadel dieselbe in ihren Bewegungen aufzuhalten streben. Die Nadel wird so allmählich zur Ruhe gebracht. Man bezeichnet diese schnellere Abnahme der Schwingungsweiten der Nadel mit dem Namen der Dämpfung ihrer Schwingungen.

Bedient man sich statt grösserer Metallplatten schmaler Metallstreifen, so dämpfen diese nur dann die Schwingungen der Magnetnadel, wenn sie ihr parallel unter ihr liegen; denn nur in diesem Fall können in ihnen die dämpfenden Inductionsströme entstehen [1]).

Legt man unter die Magnetnadel horizontale, kupferne Ringe, so dämpfen diese die Schwingungen weniger, als unter sie gelegte Blechstreifen und Kupferplatten, da auch hier die Inductionsströme schwächer auf die Nadel wirken.

Macht man in die unter die Nadel gelegten Metallplatten Einschnitte, so wird wegen der Hinderung der Entwickelung der Inductionsströme in ihnen ihre hemmende Wirkung geschwächt [2]).

Ueber Kupferfeilspänen findet kaum eine schnellere Abnahme der Schwingungen statt, als in der Luft, da in der wenig continuirlichen Masse die Intensität der inducirten Ströme zu gering ist.

Lässt man Magnetstäbe, welche an ihrem einen Ende an einen Faden geknüpft sind, in einer verticalen Ebene über einer horizontalen Kupferscheibe pendelartig schwingen, so werden ebenso ihre Oscillationsweiten durch die in der Scheibe entstehenden Inductionsströme vermindert [3]).

885 Wir haben schon §. 187 die Abnahme der Schwingungsweiten einer Magnetnadel berechnet, welche durch einen, der Geschwindigkeit ihrer Bewegung proportionalen Widerstand in ihren Schwingungen aufgehalten wird. Wir hatten dabei (§. 189, Gl. 11) folgende Formel gefunden:

$$\lambda = \varepsilon T_1,$$

wo $\lambda$ das logarithmische Decrement der Schwingungen (die Differenz der Logarithmen zweier auf einander folgender Schwingungsbogen), $T_1$ die Schwingungsdauer unter Einfluss der verzögernden Kraft, $\varepsilon$ eine Constante ist, welche der verzögernden Kraft entspricht, die die Nadel bei der Geschwindigkeit Eins in ihrer Bewegung aufhält.

Bestimmt man das logarithmische Decrement der Schwingungen der Nadel über einer Metallplatte im luftleeren Raume bei verschiedenen Oscillationsweiten derselben, so erweist sich dasselbe constant. Es ist also die dämpfende Kraft der Geschwindigkeit der Bewegung der

1) Seebeck, l. c. — 2) Baumgartner, Baumgartner und Ettingshausen's Zeitschr. für Physik und Mathematik. Bd. II, S. 430. 1827*. — 3) Seebeck, l. c.

Magnetnadel proportional. Dies lässt sich auch von vornherein erwarten, da die Intensität der Inductionsströme, welche in der unter den Nadeln befindlichen Platte inducirt werden, der relativen Geschwindigkeit der Magnetnadel und der einzelnen Theilen der Platte proportional ist.

Auch direct zeigt dies ein Versuch von Baumgartner (l. c.). Eine 3 Zoll lange Nadel war so schwach magnetisirt, dass sie, an einem dünnen Faden aufgehängt, eine Schwingungsdauer von 24 Secunden hatte. Ihr Magnetismus war so gering, dass die Abnahme ihrer Schwingungsbogen in der Luft und über einer Kupferplatte nahezu gleich war. Wurde aber die Nadel an einem bandförmig gewalzten Messingdrath aufgehängt, so dass sie in Folge der Elasticität desselben eine Schwingungsdauer von nur 0,56 Secunden besass, so nahm ihr Schwingungsbogen ohne Einwirkung der Kupferplatte während 160, in der Nähe derselben schon während 64 Schwingungen von 20° bis 10° ab.

Die Intensität der Inductionsströme wächst ferner mit der Zunahme des Momentes der Nadeln, so also auch die dämpfende Wirkung derselben. Deshalb wird auch eine magnetische Nickelnadel durch umgebende Metallmassen schwächer in ihren Schwingungen aufgehalten, als eine Stahlnadel [1]).

Da die Intensität der Inductionsströme auch der relativen Leitungsfähigkeit der Scheiben proportional ist, über denen die Nadel schwingt, so muss die Constante $\varepsilon$, d. h. das durch die Schwingungszeit $T_1$ dividirte logarithmische Decrement der Leitungsfähigkeit der Scheiben direct proportional sein. 886

Schwingt die Nadel in der Luft, so ruft der Luftwiderstand eine der Geschwindigkeit der Oscillationen der Nadel proportionale verzögernde Kraft $\varepsilon_1$ hervor. Unter dem Einfluss derselben mache die Nadel $n$ Schwingungen, ehe sie vom Ausschlag $B$ auf den Ausschlag $C$ kommt. Ihre Schwingungsdauer sei $T_1$. Schwingt die Nadel nachher in der Luft über zwei verschiedenen Metallplatten, welche für sich die, ihren Leitungsfähigkeiten proportionalen, verzögernden Kräfte $\varepsilon_2$ und $\varepsilon_3$ auf die Nadel ausüben, so ist die ganze, auf die Nadel wirkende, verzögernde Kraft in beiden Fällen $\varepsilon_1 + \varepsilon_2$ und $\varepsilon_1 + \varepsilon_3$. Ist dann die Zahl der Schwingungen, während welcher der Ausschlag der Nadel von $B$ auf $C$ abnimmt, $n_2$ und $n_3$, ist ihre Schwingungsdauer $T_2$ und $T_3$, so hat man

$$log\, B - log\, A = n_1\, \varepsilon_1\, T_1 = n_2\, (\varepsilon_2 + \varepsilon_1)\, T_2 = n_3\, (\varepsilon_3 + \varepsilon_1)\, T_3.$$

In den meisten Fällen kann man die Schwingungsdauern $T_1$, $T_2$, $T_3$ nahezu als gleich ansehen, wie dies auch Versuche von Seebeck (l. c.) ergeben, bei denen er eine Nadel von $2^7/_8$ Zoll Länge über 1 bis 6 viereckigen Kupferplatten von 5 Zoll Kante, über einer Marmorplatte und einem mit Papier bedeckten, mit Baumwachs und Eisenfeilen bestrichenen Papierblatte schwingen liess. Die Dauer von 12 Schwingungen innerhalb

[1]) Seebeck, l. c.

der Elongationen 45° und 10° schwankte nur zwischen 20 Secunden 29,6 Tertien und 20 Secunden 38,6 Tertien.

Setzt man $T_1 = T_2 = T_3$, so erhält man:

$$\varepsilon_2 = \frac{n_1 - n_2}{n_2}\,\varepsilon_1; \quad \varepsilon_3 = \frac{n_1 - n_3}{n_3}\,\varepsilon_1,$$

$$\text{also } \varepsilon_2 : \varepsilon_3 = \frac{n_1 - n_2}{n_2} : \frac{n_1 - n_3}{n_3}.$$

Aus dieser Gleichung lässt sich das Verhältniss der den Werthen $\varepsilon_2$ und $\varepsilon_3$ proportionalen Leitungsfähigkeiten der Scheiben berechnen [1]). — Auf diese Weise fand Seebeck die Zahl $z$ der Schwingungen, während der Ausschlag einer Magnetnadel über mehreren, $^1/_2$ Linie dicken Platten von verschiedenen Stoffen von 45° auf 10° herabsank.

| | $z$ | $l$ |
|---|---|---|
| Ueber einer Marmorplatte | 116 | — |
| „ „ Kupferplatte | 26 | 100 |
| „ „ Platte aus 1 Thl. Antimon und 3 Thln. Kupfer | 105 | 3 |
| „ „ „ „ 3 „ „ „ 1 „ „ | 100 | 4,6 |
| „ „ „ „ 1 „ Wismuth „ 3 „ „ | 94 | 6,8 |
| „ „ „ „ 3 „ „ „ 1 „ „ | 104 | 3,3 |

Die unter $l$ verzeichneten Zahlen geben die aus den Zahlen $z$ berechneten relativen Leitungsfähigkeiten an.

Lässt man eine Magnetnadel über glühenden Metallscheiben schwingen, so beobachtet man eine schwächere Wirkung auf dieselbe, da das Leitungsvermögen der Scheiben bei der hohen Temperatur bedeutend abnimmt [2]).

Aehnliche Versuche von Arago (l. c.), welche eine dämpfende Wirkung auch bei Eisplatten und Crownglas, von Baumgartner (l. c.), welche sie bei Ringen von Marmor, Holz, Sandstein, Glas, destillirtem Wasser nachweisen sollten, die die schwingende Magnetnadel umgeben, sind wohl nicht ganz zuverlässig und theils durch leitende Feuchtigkeitsschichten auf den Platten, theils auch namentlich bei der grossen Nähe derselben an der oscillirenden Magnetnadel durch den Luftwiderstand bedingt. Jedenfalls sind die Wirkungen äusserst gering.

Ueber Eisenfeilen und Eisenscheiben, in denen die Nadel in jeder Lage unter ihren Polen ungleichnamige Pole hervorruft, welche sie in ihrer Stellung festhalten, ist die Abnahme der Schwingungsweiten viel bedeutender, als man nach der geringen Leitungsfähigkeit der Metallmassen erwarten sollte.

887 Mit der Entfernung der Magnetpole von den in ihrer Nähe befindlichen Metallmassen nimmt die Intensität der Inductionsströme in den-

---

[1]) Vergl. auch Harris, Phil. Trans. 1831, Vol. I, p. 67*; Abria, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XLIV, p. 172. 1855*. — [2]) Vergl. indess de Haldat, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXIX, p. 232. 1828*; Pogg. Ann. Bd. XIV, S. 598*.

selben ab, also auch die dämpfende Rückwirkung derselben auf die schwingende Nadel. Saigey[1]) hat die Zahlen der Schwingungen einer $1^{mm}$ dicken, $41^{mm}$ langen Magnetnadel in der Luft ($n_1$) und über drei Kupferplatten ($n_2$) von $156^{mm}$ Durchmesser und 0,98, 1,09 und $1,21^{mm}$ Dicke bestimmt, während ihr Schwingungsbogen um gleich viel Grade abnahm. Indem er irrthümlich die hemmende Wirkung dem Werth $n_1 - n_2$ proportional setzt, findet er das Resultat, dass während die Abstände $x$ der Nadel von der Platte in arithmetischer Reihe zunehmen, die hemmende Wirkung $y$ in geometrischer Reihe abnimmt, so dass sie der Formel $y = a b^{1-x}$ entsprechen sollte, wo $a$ und $b$ Constante sind[2]).

Als Harris (l. c.) eine Magnetnadel in einem von 12 concentrischen Ringen (1 bis 12), welche je 0,025 Zoll dick waren und genau in einander passten, schwingen liess, fand er nach der §. 886 entwickelten Formel die dämpfende Kraft des Ringes:

| Nro. | 1 | 2 | 3 | 4 | 6 | 8 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | 8,54 | 4,52 | 3,45 | 2,38 | 1,53 | 1,00. |

Wirken gleichzeitig mehrere Ringe, so addirt sich ihre dämpfende Wirkung direct, so dass die Inductionswirkung auf die äusseren Ringe durch das zwischenliegende Kupfer der inneren Ringe nicht gehemmt wird.

Das analoge Resultat erhielt Moser[3]), als er vor einer Magnetnadel 1 bis 4 gleich grosse Kupferscheiben einzeln oder aneinander geschichtet aufstellte, und nun die Schwingungszahlen der Nadel zählte, in denen sich ihre Elongationen um gleich viel verringerten. Die Elongationen wurden dabei an dem Fadensysteme im Ocular des Fernrohres abgelesen, welches zur Beobachtung des Standes der Nadel diente.

Da indess bei Nebeneinanderlegung mehrerer dämpfender Scheiben der Abstand der entfernter liegenden von den Magnetpolen immer mehr

---

1) Saigey, Bullet. des Sciences 1828, p. 33; Pogg. Ann. Bd. XV, S. 88*, — 2) Vergl. auch Baumgartner, Baumgartner und Ettingshausen Zeitschr. Bd. II, S. 426. 1827*. — Die Einwirkung von Metallplatten auf das logarithmische Decrement der Schwingungen von Magnetstäben, welche in verschiedener Entfernung von ihnen schwingen, hat auch Abria (Compt. Rend. T. LIII, p. 964, 1861*; Ann. de Chim. et de Phys. T. LXV, p. 217. 1862*) bestimmt, indem er einmal horizontale Stäbe zwischen verticalen Platten, deren Ebene auf der Axe der Stäbe vertical stand, und dann über horizontalen Platten schwingen liess. Die von den Platten ausgehenden Kräfte, $\varphi$ und $\psi$, drückt er in beiden Fällen durch die empirischen Formeln

$$\text{(I)} \quad \varphi = \frac{N}{e^{\alpha x} x^{1,393}}, \qquad \text{(II)} \quad \psi = \frac{P}{e^{\alpha y} y^b \left(1 + tg \frac{\pi}{2} \alpha y\right)}$$

aus, wo $N$ und $P$ dem Moment der Nadeln, der Dicke und Leitungsfähigkeit der Platten proportionale Constante sind, $a$ eine mit dem Durchmesser der Platten wachsende Constante ist, $x$ und $y$ den Abstand der Axe der Nadel, resp. von einer 0,43 der Dicke unter der Oberfläche der verticalen oder 0,33 der Dicke unter der Oberfläche der horizontalen Platten liegenden Schicht bedeutet, $\alpha = 0,427\, a$ ist. Bei Platten von Kupfer, Zink und Quecksilber findet Abria das Verhältniss der Kräfte $\varphi$ wie 49,5 : 13,4 : 1. — 3) Moser, Dove's Rep. Bd. II, S. 126. 1838*.

zunimmt, so erreicht man bald eine Grenze, bei welcher eine Vermehrung ihrer Zahl nicht mehr die Dämpfung verstärkt [1]).

So fand Seebeck (l. c.) die Zahl der Schwingungen einer Nadel, während deren ihre Elongationen von 45° auf 10° sich verminderten, über

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 6 | 7 — 45 Kupferplatten |
| 26 | $17^1/_2$ | 14 | 13 | 12 | 11. |

Dasselbe ergiebt sich, wenn man statt einer dünnen Platte immer dickere anwendet [2]).

Man benutzt die Dämpfung der Schwingungen der Magnetnadel durch Metallmassen bei vielen zur Messung der Stromintensität und des magnetischen Momentes bestimmten Apparaten, bei welchen man eine schnelle Einstellung einer Magnetnadel in ihre Ruhelage bewirken will. — Je schneller diese Einstellung erfolgen soll, desto bedeutender muss die Dämpfung sein. Man lässt deshalb die Magnetnadel nicht nur über einer Kupferscheibe schwingen, sondern umgiebt sie von allen Seiten mit einer kupfernen Hülle, wie z. B. bei den §. 203 u. flgde. beschriebenen Apparaten [3]). Dass dabei die Schwingungen zuletzt auch aperiodisch werden können, haben wir schon §. 194 erwähnt.

887 a Schon §. 213 haben wir aus der Dämpfung einer Magnetnadel eines Galvanometers, welche in einem geschlossenen Drathgewinde eines Multiplicators schwingt, ein Maass für die Empfindlichkeit des Galvanometers abgeleitet. Genauer ergiebt sich dieselbe nach den eben erwähnten Betrachtungen, wie folgt [4]):

Es sei das Drehungsmoment, welches der Strom Eins auf die Nadel ausübt, wenn letztere in ihrer, den Drathwindungen parallelen Gleichgewichtslage schwebt, gleich $q$; welcher Werth als der Empfindlichkeitscoëfficient des Galvanometers definirt werden kann. $w$ sei der Widerstand des in sich geschlossenen Multiplicators. Entfernt sich dann die Nadel aus jener Lage mit der Winkelgeschwindigkeit $\frac{d\varphi}{dt}$, so ist die im Multiplicator inducirte elektromotorische Kraft in elektromagnetischem Maasse $-\frac{q}{w}\frac{d\varphi}{dt}$ und das Drehungsmoment, welches rückwärts die Schwingungen der Nadel dämpft, gleich $-\frac{q^2}{w}\frac{d\varphi}{dt}$. Der Luftwiderstand bewirke eine Dämpfung, die dem Drehungsmoment $-c\frac{d\varphi}{dt}$ entspreche. Ist das vom Erd-

[1]) Seebeck, Pogg. Ann. Bd. VII, S. 211. 1826*. — [2]) Vergl. Baumgartner, l. c. S. 427*. — [3]) Zuerst von Gauss angewendet. Resultate des magn. Vereins 1837, S. 18*. — [4]) Kohlrausch, Nachr. d. K. Gött. Gesellsch. d. Wissensch. 1870, 5. Nov.*; Pogg. Ann. Erg.-Bd. VI, S. 1. 1873*.

magnetismus auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment — $H\varphi$, $K$ das Trägheitsmoment derselben, so ist

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{1}{K}\left(\frac{q^2}{w} + c\right)\frac{d\varphi}{dt} + \frac{H}{K}\varphi = 0.$$

Ist $T_1$ die Schwingungsdauer der Nadel unter Einfluss der Dämpfung, so ist

$$\frac{q^2}{wK} + \frac{c}{K} = 2\frac{\lambda}{T_1}.$$

Ist die Leitung unterbrochen, so ist $q = 0$. Ist hierbei die Schwingungsdauer $T_0$, das logarithmische Decrement $\lambda_0$, so ergiebt sich die Constante des Luftwiderstandes

$$\frac{c}{K} = 2\frac{\lambda_0}{T_0},$$

und da $\frac{T_0^2}{\pi^2 + \lambda_0^2} = \frac{T_1^2}{\pi^2 + \lambda_1^2}$ ist, so wird

$$q^2 = 2\frac{wK}{T_0}\left(\lambda\sqrt{\frac{\pi^2 + \lambda_0^2}{\pi^2 + \lambda_1^2}} - \lambda_0\right),$$

wodurch die Empfindlichkeit des Galvanometers für Inductionsströme bestimmt wird.

Für constante Ströme berechnet sich die Empfindlichkeit $p$ eines Galvanometers in anderer Weise. Lenkt ein Strom von der constanten Intensität $i$ die Nadel derselben dauernd um den Winkel $\varphi$ ab, so ist, wenn $\varphi$ so klein ist, dass $tg\,\varphi = \varphi$ gesetzt werden kann, $p$ durch die Gleichung

$$p\,i = \varphi$$

gegeben. Ist, wie oben, das Drehungsmoment, das auf die Nadel in der Ruhelage durch den Strom Eins ausgeübt wird, gleich $q$, $M$ das magnetische Moment der Nadel, $H$ die horizontale Componente des Erdmagnetismus, so ist

$$q\,i = HM\varphi.$$

Nun ist nach §. 173

$$HM = \frac{\pi^2 K}{T_0^2},$$

also

$$p = \frac{T_0^2}{\pi^2 K}\,q. -$$

Auch durch den Erdmagnetismus lassen sich in körperlichen Leitern inducirte Ströme erzeugen. Rotirt z. B. eine Kupferplatte in einer horizontalen Ebene oder, noch besser, in der auf der Richtung der Inclinationsnadel senkrechten Ebene, und verbindet man ihre Axe und 888

ihren Rand durch amalgamirte Federn, welche gegen dieselben schleifen, mit einem Galvanometer, so giebt der Ausschlag seiner Nadel an, dass, wenn die Scheibe in der Richtung des Uhrzeigers rotirt, in ihr Ströme inducirt werden, welche von ihrem Centrum zu ihrer Peripherie fliessen. Dieselben kehren bei entgegengesetzter Rotation der Scheibe ihre Richtung um, wie wenn sich ein Südpol eines Magnetes unter der Platte befände[1]). — Diese Richtung der Ströme ergiebt sich unmittelbar, wenn man sich vorstellt, dass der Erdstrom in der auf der Inclinationsnadel normalen Ebene von Ost durch Süd nach West fliesst. Die Richtung der inducirten Ströme ist dann stets die, dass sie durch ihre Wechselwirkung mit dem Erdstrom die Rotation der Metallscheiben zu hemmen streben.

Fällt die Ebene der rotirenden Scheibe mit dem magnetischen Meridian zusammen, oder fällt auch nur die Richtung der Inclination in ihre Ebene, so entstehen in ihr keine Inductionsströme.

Lässt man eine Kugel von Messing oder Kupfer unter dem Einfluss des Erdmagnetismus rotiren, so dass ihre Rotationsaxe mit der Inclinationsrichtung zusammenfällt, so werden in ihr Ströme inducirt, welche von ihren Polen zu ihrem Aequator oder umgekehrt fliessen und sich daher nur ausgleichen können, wenn man erstere und die am Aequator liegenden Punkte der Kugel leitend verbindet. — Bildet die Rotationsaxe einen Winkel mit der Inclinationsrichtung, so werden gleichfalls in der Kugel Ströme inducirt, welche den durch einen Kreisstrom Fig. 328 und 329, §. 856 inducirten völlig analog sind[2]). Ihre Richtung ergiebt sich im Allgemeinen leicht, wenn man sich die Lage des Erdstromes vergegenwärtigt. Rotirt die Kugel z. B. um eine von Ost nach West gerichtete Axe, so dass ihre nördlich gelegenen Punkte über ihre obere Seite nach Süden gehen, so entsteht in denselben, wenn sie sich auf der südlichen Seite der auf der Inclinationsrichtung senkrechten Ebene des Erdstromes nähern, ein Strom von West nach Ost; wenn sie sich von derselben bei weiterer Drehung entfernen, ein Strom von Ost nach West. Umgekehrt werden auf der nördlichen Seite der Kugel die sich der Ebene des Erdstromes nähernden Theile der Kugel von Inductionsströmen, welche von Ost nach West, die sich von denselben entfernenden Theile von Strömen durchflossen sein, die von West nach Ost fliessen. Indem die beim Annähern und Entfernen inducirten Ströme sich zu geschlossenen Bahnen vereinen, wirken dieselben auf eine der Kugel genäherte Magnetnadel, wie wenn die Kugel in der Ebene des Erdstromes auf ihrer südlichen Seite einen magnetischen Südpol, auf der nördlichen einen Nordpol erhalten hätte. — Rotirt ebenso die Kugel um eine in der magnetischen Meridianebene liegende, auf der Inclinationsrichtung senkrechte Axe, so dass ihre oberen Punkte von Ost nach West laufen, so zieht sie den Süd-

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. II, §. 149 u. flgde. 1832*. — [2]) Ebend. §. 160 u. flgde. 1832*.

pol der östlich von ihr aufgestellten Magnetnadel an, besitzt also auf der Ostseite einen Nordpol und umgekehrt auf der Westseite einen Südpol. Faraday (l. c.) prüfte diese Resultate an einer hohlen Messingkugel von 4 Zoll Durchmesser, die an einem Metallstiel mit der Hand, sei es frei, sei es in einem Holzlager, neben einem Glascylinder gedreht wurde, in welchem an einem Coconfaden ein verticaler Strohhalm hing. In diesen waren an beiden Enden in entgegengesetzten Richtungen die beiden Hälften einer magnetischen Nähnadel in horizontaler Lage eingebohrt. Der Apparat wurde neben der rotirenden Kugel so aufgestellt, dass die Axen der Magnetnadeln mit dem magnetischen Meridian parallel lagen, und sich die obere Nadel mit dem Mittelpunkt der rotirenden Kugel in derselben Horizontalebene befand.

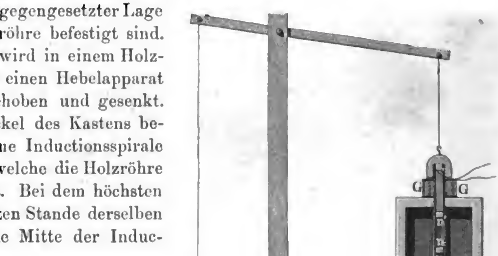
Viertes Capitel.

# Magnetoelektrische und Elektromagnetische Inductionsapparate.

## I. Magnetoelektrische Inductionsapparate.

889 In vielen Fällen, namentlich bei Widerstandsbestimmungen, ist es wünschenswerth, zu bestimmten Zeiten Ströme von ganz constanter Intensität verwenden zu können. Hierzu dienen sehr gut die magnetoelektrischen Ströme, welche zu dem angeführten Zwecke durch einen früher schon von Gauss und Weber[1]) angewandten und neuerdings von W. Weber[2]) verbesserten Inductor erhalten werden können. Der letztere Inductor besteht aus zwei cylindrischen Magnetstäben *ns* und *n's'*, Fig. 344, von 300mm Länge und 15mm Dicke, welche in einem Abstand von 150mm in entgegengesetzter Lage in einer Holzröhre befestigt sind. Diese Röhre wird in einem Holzkasten durch einen Hebelapparat mit Tritt gehoben und gesenkt. Auf dem Deckel des Kastens befindet sich eine Inductionsspirale *G G*, durch welche die Holzröhre hindurchgeht. Bei dem höchsten und niedrigsten Stande derselben entspricht die Mitte der Induc-

Fig. 344.




1) Gauss und Weber, Resultate des magn. Vereins 1838. S. 86*. — 2) W. Weber, Elektrodyn. Maassbest. Thl. II, S. 335. 1846*.

tionsrolle der Mitte des untersten oder obersten Magnetes. Durch abwechselndes Heben der Röhre mittelst Auftretens auf den Tritt am Hebel und Niederlassen derselben kann man in bestimmten Momenten Inductionsströme von entgegengesetzter Richtung erhalten.

Man hat ferner vielfach versucht, durch Benutzung der Inductionswirkungen von Stahl- oder Elektromagneten auf Drathspiralen inducirte Ströme von bedeutender elektromotorischer Kraft hervorzurufen, welche theils zu wissenschaftlichen, theils zu praktischen Zwecken verwendet wurden. — Wir beschreiben zuerst die wichtigsten Apparate, bei denen durch Stahlmagnete inducirte Ströme erzeugt werden; die wichtigsten der sogenannten Magnetelektrisirmaschinen. 890

Die ältesten Maschinen dieser Art waren von Pixii[1]) construirt. Ein vertical mit seinen Schenkeln nach oben gestelltes Hufeisen von weichem Eisen diente als Anker. Seine Schenkel waren mit Drathspiralen umgeben. Ueber denselben rotirte ein hufeisenförmiger Stahlmagnet um eine verticale Axe, so dass seine Pole bei den Endflächen des Ankers vorbei rotirten. Die in den Spiralen bei der Rotation des Magnetes inducirten und abwechselnd gerichteten Ströme konnten vermittelst eines, durch die Maschine selbst bewegten Commutators in gleicher Richtung in den mit dem letzteren verbundenen Schliessungskreis eingeführt werden.

Mit dieser Maschine hat man Wasser zersetzt, so wie alle übrigen Wirkungen der galvanischen Ströme auch an den Inductionsströmen nachgewiesen[2]).

Später wurde diese Maschine abgeändert von Ritchie[3]), Saxton[4]), Clarke[5]), Petrina[6]), von Ettingshausen[7]) und Anderen. Bei allen diesen Einrichtungen hat man Anker, welche aus einem mit Drathspiralen umgebenen Hufeisen bestehen, vor dem ruhenden hufeisenförmigen Stahlmagnet rotiren lassen, und zwar in zwei verschiedenen Arten; einmal, wie bei der Saxton'schen Maschine (Fig. 347), um eine den Schenkeln des horizontal liegenden Magnetes parallele und zwischen ihnen liegende Axe, so dass die Endflächen der Schenkel des Ankers in einer gegen die Ebene der Schenkel des Magnetes senkrechten Ebene bei seinen Polen vorbeigingen; sodann, wie bei der Maschine von Ettingshausen, Clarke, Fig. 346, u. s. f. um eine gegen die Ebene der Schen-

---

1) Pixii, Ann. de Chim. et de Phys. T. L, p. 322. 1832*. Schon früher hatte Dal Negro, Phil. Mag. [3] Bd. I, S. 45. 1832*, eine solche Maschine construirt. — 2) Hachette, ibid. T. LI, p. 72*; Ampère, ibid. p. 76. 1832*; Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 390 bis 398*. — 3) Ritchie, Phil. Trans. 1833, pt. II, p. 320*; Pogg. Ann. Bd. XXXII, S. 539*; Phil. Mag. Vol. VIII, p. 455. 1836*; Pogg. Ann. Bd. XXXIX, S. 406*. — 4) Saxton, Phil. Mag. Vol. IX, p. 360. 1836* (schon 1833 construirt); Pogg. Ann. Bd. XXXIX, S. 401*. — 5) Clarke, Phil. Mag. Vol. IX, p. 262. 1836*; Pogg. Ann. Bd. XXXIX, S. 404*. — 6) Petrina, Pogg. Ann. Bd. LXIV, S. 58. 1845*; und Magnetoelektrische Maschine etc. Linz 1844. — 7) Ettingshausen, Gehler's Wörterb. Bd. IX, S. 122. 1838*.

kel des Magnetes normale Axe neben den Magnetpolen. Bei der Maschine von Ettingshausen waren ausserdem noch auf die Polenden des

Fig. 345.

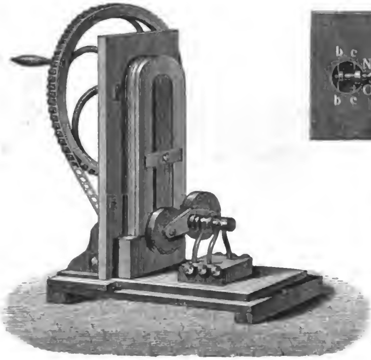
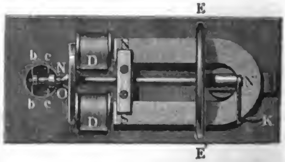


Fig. 346.




horizontal liegenden Magnetes, unter denen der Anker um eine verticale Axe rotirte, einige hufeisenförmige, magnetisirte Stahllamellen vertical aufgesetzt, um die Polarität der ersteren zu verstärken. — Bei der Maschine von Saxton, Fig. 346, waren die Enden der Inductionsspiralen $D$ auf den Ankern mit zwei, auf die Rotationsaxe isolirt aufgesetzten Metallringen $b$ und $c$, Fig. 347, verbunden, von denen der eine eine runde Metallplatte, der andere zwei diametral einander gegenüberstehende Spitzen trug. Der Rand der Metallplatte, sowie die Enden der Spitzen tauchten in einen Quecksilbernapf. Bei der Rotation des Ankers vor den Magnetpolen ändert sich sein magnetisches Moment, und dieser Aenderung proportional werden in den, den Anker umgebenden Inductionsspiralen $D$ Ströme inducirt. Dieselben haben also nahezu die grösste elektromotorische Kraft, wenn sich der Anker in der Ebene der Schenkel des Magnetes befindet (s. w. u.). Stellt man daher den Metallring $b$ mit den Spitzen so, dass dieselben sich aus dem Quecksilber heben, während der Anker gerade durch jene Lage hindurchgeht, so erhält man einen lebhaften Oeffnungsfunken. Theilt man den Quecksilbernapf in zwei getrennte Abtheilungen, in welche die Scheibe $c$ und die Spitzen $b$ eintauchen, und verbindet die Abtheilungen durch Handhaben mit den Händen, so erhält man beim Heraustreten der Spitzen aus dem Quecksilber eine Erschütterung, welche durch den, bei Unterbrechung des Inductionsstromes erzeugten Extrastrom hervorgerufen ist[1]). — Bei den übrigen Maschinen ist meist auf die Rotationsaxe des Ankers ein Cylinder von Holz, Horn, Hartgummi oder Elfenbein aufgeschoben, welcher auf seiner Oberfläche mit Metalleinlagen versehen ist, die mit den En-

---

[1]) Eine Einrichtung, um bei dieser Maschine gleichgerichtete Ströme zu erhalten, s. Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XLV S. 391. 1838*.

den der Inductionsspiralen verbunden sind. Gegen diese Einlagen schleifen bei der Drehung des Ankers Metallfedern, welche die Fortleitung der Inductionsströme in der einen oder anderen Weise vermitteln.

Fig. 347.



Bei diesen Maschinen ist die elektromotorische Kraft des Stromes, welcher in den den Anker umgebenden Spiralen inducirt wird, um so grösser, je grösser in der Zeiteinheit die Aenderung des Magnetismus des Ankers bei der Rotation desselben ist. — Bei den Maschinen, bei welchen der Anker, wie bei der Saxton'schen Maschine, vor den Magnetpolen rotirt, dürfte es deshalb zweckmässig sein, die den Polflächen des Magnetes gegenüberliegenden Polflächen der Anker den ersteren etwa gleich zu machen, da dann der Anker nur einen Augenblick das Maximum des in ihm durch den Magnet erzeugten Magnetismus erlangt. — Die Maschinen, bei denen der Anker über oder unter den Magnetpolen in einer den Schenkeln des Magnetes parallelen Ebene rotirt, haben dagegen den Nachtheil, dass der Magnetismus der Anker auf ihrem ganzen Wege über der Fläche der Schenkel des Magnetes nur langsam wechselt und die Anker auch nur verhältnissmässig schwachen magnetisirenden Kräften ausgesetzt sind. Es findet also hierbei eine schwache Induction statt, die nur in den Momenten bedeutender wird, in denen die Eisencylinder der Anker von dem einen Schenkel zum anderen übergehen. Es werden die Maschinen in diesen Momenten bedeutendere physiologische Wirkungen äussern, als die anderen Maschinen, bei denen der Anker vor den Polen rotirt, und eine so plötzliche Aenderung der Magnetisirung nicht eintritt. — Je näher die Schenkel aneinander liegen, desto kürzer ist dieser Moment des Ueberganges, desto grösser die in demselben inducirte elektromotorische Kraft[1]).

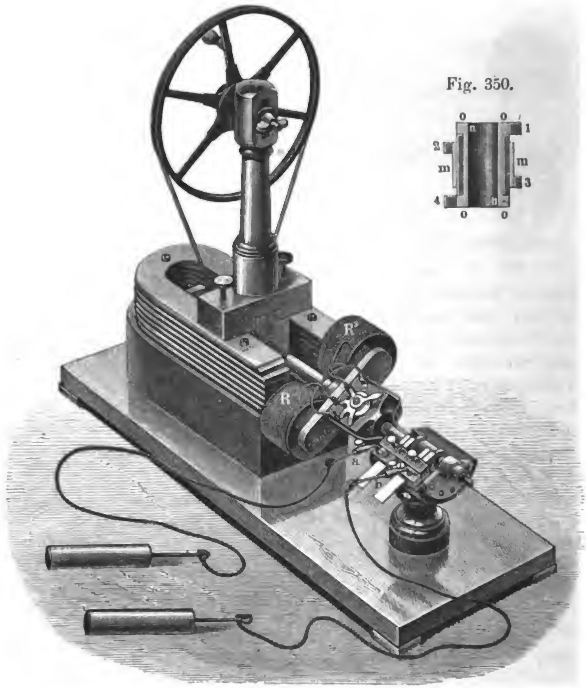
Wir begnügen uns mit der genaueren Beschreibung der allge- 891
meiner angewandten Stöhrer'schen Magnetelektrisirmaschine, die indess an Zweckmässigkeit der Einrichtung noch durch die von Oertling nach Angabe von Dove construirte Maschine übertroffen werden dürfte. Wir werden deshalb weiter unten auch die Einrichtung dieser Maschine kurz andeuten.

1. Stöhrer's Maschine, Fig. 348, 349, 350 und 351. Vor den Polen eines horizontal liegenden, aus mehreren Lamellen bestehenden, hufeisenförmigen Stahlmagnetes wird ein Anker durch einen Trieb, welcher auf seine in eisernen Spitzen laufende Axe aufgesetzt ist, vermittelst eines Schwungrades und eines Schnurlaufes in Rotation versetzt. Der Anker $RR'$ des Magnetes besteht aus zwei cylinderförmigen, am besten ausgehöhlten und an der Seite aufgeschlitzten Eisenstäben, welche man

[1]) Vgl. auch Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 524. 1849*.

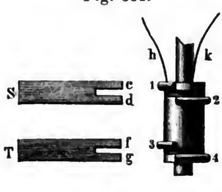
zweckmässig durch Bündel von dünnem Eisendrath ersetzen kann. Diese

Fig. 348. Fig. 350.



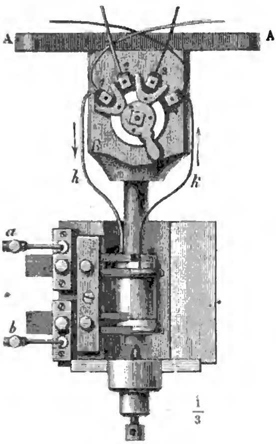

Stäbe sind fest auf die Eisenplatte *A A* aufgeschraubt, die wiederum an der Rotationsaxe befestigt ist. Die Enden der letzteren laufen in Lagern, die sich durch Schrauben verstellen lassen, so dass man den Anker den Endflächen des Magnetes beliebig nähern oder von denselben entfernen kann. Auf die Eisencylinder sind die Inductionsspiralen aufgesetzt, welche aus übersponnenem Kupferdrath gewickelt sind. Die Enden derselben (1, 2, 3, 4, Fig. 349)

Fig. 351.



sind mit vier Kupferplättchen verbunden, welche auf ein, auf die Rotationsaxe aufgesetztes flaches Stück Holz *B* aufgeschraubt sind, und zwar so, dass die Plättchen 1 und 2 mit den einen, bei der Drehung des Ankers gleichartig elektrisirten, die Plättchen 3 und 4 mit den entgegengesetzt elektrisirten Enden der beiden Spiralen in Verbindung stehen, so dass also die Enden der einen Spirale in 1 und 3, die der anderen in 2 und 4 enden.

Fig. 349.



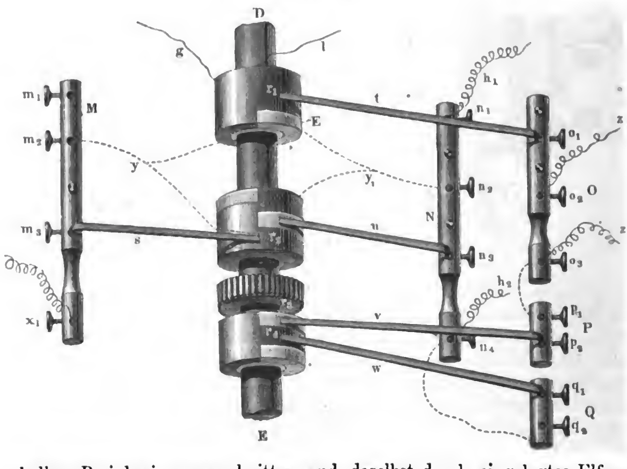

Auf dem Holzstück ist ein „Pachytrop" angebracht, durch den man die Ströme der Spiralen beliebig weiter leiten kann. Auf dem Holzstück dreht sich nämlich vor den Plättchen 1 bis 4 an einem Hebel eine Elfenbeinplatte, welche zwei gabelförmige Stücke Kupfer trägt. Diese schleifen auf den Plättchen und können je nach der Stellung des Hebels die Plättchen 1 und 2, 3 und 4 oder auch nur 2 und 3 mit einander leitend verbinden. Im ersteren Fall sind die Drathrollen auf dem Anker neben einander verbunden; im zweiten hinter einander.

Die in den beiden Spiralen auf dem Anker inducirten Ströme haben in jedem Augenblick der Drehung entgegengesetzte Richtung, da der eine Strom bei der Annäherung oder Entfernung des Ankers durch den Nordpol, der andere durch den Südpol des Magnetes inducirt ist. Durch den Pachytrop werden deshalb die nicht einander entsprechenden Enden der Inductionsspiralen mit einander verbunden, damit jene Inductionsströme sich nicht aufheben. Von den Plättchen 1 und 4 führen zwei Dräthe *k* und *h* zu einem, auf die Rotationsaxe aufgesetzten Commutator (Fig. 350 und Fig. 351). Derselbe besteht aus zwei concentrischen und von einander isolirten Metallröhren *m* und *n*, welche auf die Rotationsaxe des Ankers isolirt aufgeschoben und mit den Dräthen *k* und *h* verbunden sind. Dieselben tragen halbkreisförmige, abgerundete, stählerne Wülste, von denen 1 und 4 auf die Walze *n*, 2 und 3 auf die Walze *m* gelöthet sind. Diese Wülste liegen einander gerade gegenüber. Dagegen schleifen die gespaltenen Federn S und *T*, so dass ihre Enden *c*, *d*, *f*, *g* den Wülsten 1 bis 4 der Reihe nach entsprechen. Ist der Commutator so gestellt, dass gerade beim Wechsel der Richtung der Inductionsströme in den Spiralen des rotirenden Ankers die Federn von dem einen Wulst zu dem benachbarten übergehen, so

bleibt in der zwischen denselben eingeschalteten Leitung die Stromesrichtung ungeändert [1]).

892 Die Maschine von Dove [2]) unterscheidet sich, abgesehen von einer Aenderung des Pachytrops, namentlich durch besondere, sehr zweckmässige Einrichtungen des Commutators von der Maschine von Stöhrer. — Der eine vom Anker kommende Leitungsdrath $l$ (Fig. 352) wird direct mit der metallenen Axe $DE$ des Ankers selbst verbunden, der andere $g$ mit einem auf dieselbe aufgesetzten metallenen, messingenen und vergoldeten Rade $r_1$, welches im Inneren mit Horn oder Elfenbein ausgelegt ist, so dass keine metallische Leitung zwischen demselben und der Axe stattfindet. Der Rand des Rades ist an einer Stelle bis zu seiner

Fig. 352.




halben Peripherie ausgeschnitten und daselbst durch eingelegtes Elfenbein ersetzt. (Letzteres ist in der Figur hell gezeichnet.)

Ausserdem sind auf die Axe noch drei metallene Räder $r_2\, r_3\, r_4$ aufgesetzt, von denen $r_2$ und $r_3$ direct mit der Axe metallisch verbunden sind, $r_4$ aber durch eingelegtes Elfenbein von derselben getrennt ist. Die Räder sind, wie es die Figur zeigt, auf ihrer Peripherie mit Elfenbein ausgelegt.

---

1) Ein ganz ähnlicher Commutator, dessen vorspringende Theile in Quecksilber tauchen, so wie ein anderer, bei welchem die alternirende Verbindung durch Federn vermittelt wird, ist schon früher (Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 390. 1838*) angegeben worden. — 2) Dove, Pogg. Ann. Bd. LVI, S. 251 u. flgde. 1842*.

Parallel der Axe $DE$ sind auf Glasfüssen fünf horizontale Messingstäbe $MNOPQ$ aufgestellt, so dass $M$ etwas tiefer als die Axe, $N$ ein wenig höher, $O$, $P$ und $Q$ noch höher liegen. In diese Stäbe sind Löcher $m_1\, m_2\, m_3\, n_1 \ldots$ eingebohrt, in die sich vermittelst seitlicher Schrauben Metallfedern, wie z. B. in der Figur die Federn $s\, t\, u\, v\, w$, welche gegen die auf der Axe befindlichen Räder schleifen, so wie Leitungsdräthe, z. B. $x_1\, z_1\, z_2 \ldots$, einschrauben lassen.

Bei richtiger Stellung der Räder $r$ und Federn kann man mit diesem Apparat eine Reihe von Versuchen anstellen:

1) Abwechselnd gerichtete Ströme. Lässt man, wie in der Figur, die in $o_1$ eingelegte Feder $t$ auf der Walze $r_1$, $s$ auf der Walze $r_2$ schleifen, so dass beide die Elfenbeineinlagen auf denselben nicht berühren, so erhält man in dem mit den Leitungsdräthen $x_1\, z_1$ verbundenen Schliessungskreise abwechselnd gerichtete Ströme, welche z. B. einen dünnen Platindrath zum Glühen bringen, das Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung der Nadel des Galvanometers, das gleichzeitige Auftreten von Wasserstoff und Sauerstoff an beiden Elektroden des Voltameters und bei schneller Drehung des Ankers der Maschine, also bei schneller Aufeinanderfolge der Ströme, eine Abnahme dieser Zersetzung, also die Wiedervereinigung der beiden Gase zeigen u. s. f.

2) Gleichgerichtete Ströme. Man kann einmal nur die bei der Annäherung oder nur die bei der Entfernung des Ankers von den Magnetpolen inducirten Ströme in der zwischen $z_1$ und $x_1$ angebrachten Leitung erhalten, indem man z. B. die Feder $t$ auf der Walze $r_1$ so schleifen lässt, dass sie bei der Rotation über die Einlage von Elfenbein hinüberschleift, welche die halbe Peripherie derselben umfasst, und Feder $s$ ganz auf dem Metall der Walze $r_2$ laufen lässt; oder umgekehrt Feder $s$ auf der die halbe Peripherie umfassenden Elfenbeineinlage der Walze $r_2$, Feder $t$ ganz auf dem Metall von $r_1$. — Die Walzen $r_1$ und $r_2$ müssen so gestellt sein, dass bei der Umkehrung der Richtung der inducirten Ströme auch die Federn vom Metall auf das Elfenbein und umgekehrt übertreten. (Siehe weiter unten.) — Ferner kann man auch die Richtung der alternirenden Ströme so umkehren, dass alle gleichgerichtet werden. Dazu dienen die in die Löcher $m_2$ und $n_2$ eingelegten, gespaltenen (punktirt gezeichneten) Federn $y, y_1$, deren Enden auf den halb mit Elfenbein ausgelegten Rändern der Rollen $r_1$ und $r_2$ laufen. In einem, zwischen den Leitungsdräthen $z_1$ und $x_1$ eingeschalteten Körper sind dann die Inductionsströme alle gleichgerichtet, wenn die Räder $r_1$ und $r_2$ richtig gestellt sind. Man kann die Wasserzersetzung, Ablenkung der Magnetnadel u. s. f. mit diesen Strömen zeigen.

3) Häufig unterbrochene Ströme. Man lässt die Feder $t$ auf $r_1$, $u$ auf $r_3$ schleifen, und verbindet die Dräthe $h_2$ und $z_2$ durch Handhaben mit dem Körper. Dann erhält man Erschütterungen, deren Zu- und Abnahme bei jeder Drehung des Ankers die verschieden schnelle Aenderung

des Magnetismus desselben und die dieser entsprechende verschiedene Intensität der Inductionsströme nachweist.

4) Extraströme, sowohl beim Entstehen als auch beim Vergehen des primären Inductionsstromes. Zwischen die Dräthe $h_1$ und $z_1$ wird eine besondere Drathspirale $Z$ eingeschaltet, welche bei den Versuchen von Dove aus zwei einzelnen Rollen von je 400′ Drathlänge bestand. Mit $x_1$, $z_2$, $h_2$ werden Leitungsdräthe verbunden. Die Federn $t$, $u$, $s$ sind wie in der Zeichnung angeordnet.

*a*) Verbindet man $h_2$ und $z_2$ mit den Händen, so bilden die Spiralen auf dem Anker des Magnetes mit der Inductionsspirale $Z$ einen geschlossenen Kreis, durch den der Strom fliesst, bis die Feder $u$ von dem Metall der Walze $r_2$ auf das Elfenbein tritt. Dann ist der primäre Strom unterbrochen, und der hierbei sich bildende Oeffnungsextrastrom fliesst durch die Inductionsspirale $Z$ und die zwischen $h_2$ und $z_2$ eingeschaltete Schliessung. Dreht sich die Axe weiter, so wird die Spirale wieder in den primären Stromkreis eingefügt. So lange hierbei der zwischen $h_2$ und $z_2$ eingeschaltete menschliche Körper nur als Nebenschliessung dient, kann man die physiologische Wirkung des primären Stromes vernachlässigen, da, wenn die Feder $u$ auf der ganzen Peripherie des Rades $r_2$ auf Metall schleift, die durch die Aenderungen der Intensität des primären Stromes in der Spirale $Z$ hervorgebrachten Extraströme viel schwächere Erschütterungen hervorrufen.

Ersetzt man die Spirale $Z$ durch einen Zickzackdrath von gleichem Widerstand, so sind die Erschütterungen viel schwächer; legt man in die Spirale $Z$ Eisendrathbündel ein, so werden sie viel stärker.

*b*) Verbindet man ferner $x_1$ und $z_2$, so erhält man in der Schliessung zwischen beiden den primär in den Spiralen auf dem Anker inducirten Strom $P$, und dazu den beim Anwachsen seiner Intensität sich bildenden entgegenfliessenden Extrastrom $A$ in Spirale $Z$, also den Strom $P - A$. Der beim Uebertreten der Feder $u$ auf das Elfenbein von $r_2$ sich bildende Oeffnungsextrastrom ist dagegen ausgeschlossen, da hierbei der Schliessungskreis der Spirale $Z$ geöffnet bleibt. — Ersetzt man jetzt die Spirale $Z$ durch den Zickzackdrath, in welchem sich die Extraströme nicht bilden können, so ist die physiologische Wirkung auf den zwischen $x_1$ und $z_2$ eingeschalteten menschlichen Körper stärker, da nun der Extrastrom $A$ fortfällt. Legt man dagegen in die Spirale $Z$ Eisendrathbündel, so werden die Erschütterungen noch mehr geschwächt, da jetzt $A$ grösser wird. — Man kann auf diese Weise die Existenz des Extrastromes $A$ sehr deutlich nachweisen.

*c*) Verbindet man $x_1$ und $h_2$ durch den Körper, so fliesst durch die Schliessung zwischen beiden der primäre Strom $P$, vermindert durch den während seines Anwachsens in der Spirale $Z$ inducirten Anfangsextrastrom $A$. Zugleich addirt sich zu ihm der beim Uebertreten der Feder $u$ auf das Elfenbein von $r_2$ inducirte Oeffnungsextrastrom $E$. Die Summe dieser Ströme ist $P - A + E$. Wird die Spirale $Z$ durch den Zickzack-

drath ersetzt, so ist die physiologische Wirkung fast dieselbe wie vorher; ebenso wenn man in die Spirale $Z$ Eisendrathbündel einlegt; ein Beweis, dass der Anfangsextrastrom $A$ und der Oeffnungsextrastrom $E$ fast ganz gleich sind.

Die analogen Versuche lassen sich über die Funkenbildung durch den Extrastrom anstellen, wenn sein Stromkreis gerade in den Momenten geöffnet wird, in denen die Feder $u$ auf das Elfenbein von $r_2$ tritt. Hierzu dient das Rad $r_4$, gegen welches die Federn $v$ und $w$ in der angegebenen Stellung schleifen.

Man verbindet dann noch entweder $o_3$ mit $p_1$ und $n_4$ mit $q_2$ oder $o_3$ mit $p_1$, und $x_1$ mit $q_2$ und erhält beim Uebergehen der Feder $v$ von dem Metall der Walze $r_4$ auf die Elfenbeineinlage derselben Funken, deren Bildung analogen Bedingungen unterliegt, wie die ad 2 und 3 erwähnten physiologischen Wirkungen des Stromes. — Nur ist dabei zu beachten, dass bei der Funkenbildung nicht, wie bei den letzteren, der Widerstand der zwischen den Dräthen $z_2$ und $h_2$ oder $z_2$ und $x_1$ eingeschalteten Leitung als unendlich gross gegen den der übrigen Leitung angesehen werden kann, so dass die Resultate nicht so rein hervortreten.

Schaltet man ein Galvanometer oder Voltameter zwischen die Dräthe $z_2$ und $h_2$ oder $x_1$ und $z_2$, so fliessen durch dieselben alternirende Ströme, so lange nicht die Feder $u$ auf das Elfenbein von $r_2$ tritt. Während letzterer Zeit werden jene Apparate nur in einer Richtung vom Strom durchflossen, und diese letztere Einwirkung überwiegt die der alternirenden Ströme. Da stets die Ablenkung der Nadel des Galvanometers grösser ist, wenn die Spirale $Z$ durch den Zickzackdrath ersetzt wird, so muss die Intensität der Extraströme $A$ oder $E$ kleiner sein als die der primären Inductionsströme.

Verbindet man die Leitungsdräthe $x_1$ und $z_1$ durch einen kurzen Drath, so erscheinen in jedem Augenblick, wo die Federn von dem Metall der Walzen auf das Elfenbein treten, auf ihnen lebhafte Funken, die bei sehr verschieden schneller Rotation des Ankers bei genauer Beobachtung mit Fernrohr und Fadenkreuz stets an derselben Stelle zu stehen scheinen; ein Beweis, dass die Funken jedenfalls nicht später als $^1/_{1000}$ Secunde nach der Unterbrechung der primären Ströme sich bilden [1]).

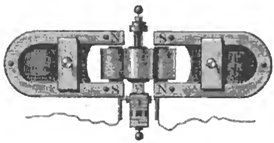
Eine nicht wesentlich die Wirkung der Magnetelektrisirmaschine vermehrende, die Maschine sehr vertheuernde Veränderung ist die, dass man statt eines stählernen Hufeisenmagnetes deren zwei anwendet, welche in einer Ebene so hingelegt werden, dass sie einander ihre ungleichnamigen Pole zukehren. Man lässt dann den Anker, dessen mit Spiralen umgebene Eisencylinder nicht mehr durch ein Querstück von weichem Eisen verbunden sind, zwischen den Polen der beiden Magnete in einer auf ihrer Ebene normalen Ebene rotiren, so dass die Axen jener Eisencylin- 893

[1]) Dove, Pogg. Ann. Bd. LVI, S. 274. 1842*.

der bei dem Vorbeigang vor den Magnetpolen in die Verbindungslinien der letzteren fallen [1]).

Sehr viel zweckmässiger ist es, hierbei, nach Sinsteden[2]) die Anker um eine zwischen den Magneten befindliche, der Verbindungslinie ihrer Pole parallele Axe rotiren zu lassen, so dass sie bei der Rotation zwischen den Magnetpolen hindurchgehen (Fig. 353). Sinsteden befestigte auf diese Art vier Drathbündel von möglichst dünnem, weichem Eisendrath von $3^1/_2$ Zoll Länge, $1^1/_2$ Zoll Dicke und $1^1/_2$ Pfund Gewicht, welche mit je 2 Pfund von übersponnenem Kupferdrath in 840 Windungen umwickelt waren, an der Rotationsaxe. Die Windungen konnten alle hinter oder neben einander verbunden werden. Die Magnete wogen je $17^1/_2$ Pfund und hatten eine Tragkraft von 110 Pfund. Ihre Schenkel hatten einen inneren Abstand von $3^5/_8$ Zoll und eine Dicke von $2^1/_4$ Zoll. Bei dieser Vorrichtung ist das magnetische Moment der Eisenkerne bei ihrem Durchgang durch die Ebene der Magnetpole jedesmal sehr bedeutend, und da ihre ganze Länge mit Drath umwickelt ist, so geht bei der Aenderung ihres Momentes die Inductionswirkung von allen ihren Stellen aus. Die Anwendung der Drathbündel vermindert das Auftreten der Extraströme und beschleunigt so die Aenderungen des Momentes. Zugleich würde bei Anwendung massiver Eisenkerne an Stelle der Drathbündel, wenn dieselben bei ihrem allmählichen Vorbeigang bei den Magnetpolen zuletzt nur an der einen Seite hauptsächlich dem magnetisirenden Einfluss der Magnete ausgesetzt wären, die von dem Magnet abliegende Seite derselben gewissermaassen als Anker zu der ersteren dienen, und so würden sich die magnetischen Moleküle in den Kernen in geschlossenen Kreisen lagern, aus denen sie bei der Entfernung der Kerne von den Magnetpolen nicht völlig herausträten, um wieder ihre unmagnetische Gleichgewichtslage anzunehmen. Bei Anwendung der Drathbündel können sich solche geschlossene Kreise nicht bilden, und der Magnetismus derselben verschwindet vollständiger.

Fig. 353.

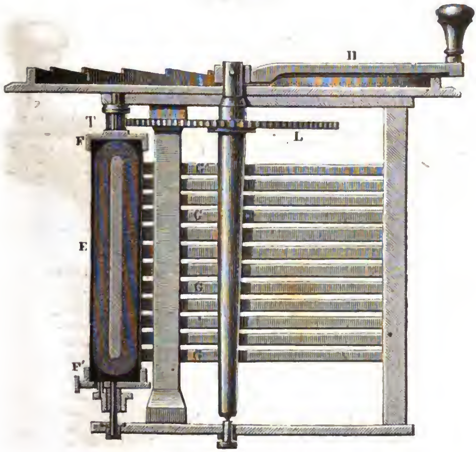



894 Sehr zweckmässig ist die Construction der Magnetelektrisirmaschine von Siemens. Sie besteht aus zwei Reihen, in entgegengesetzter Lage über einander geschichteter und durch schmale Zwischenräume getrennter Magnetstäbe $G$ und $G_1$, Fig. 354 bis 356, welche einerseits an eine Eisenplatte $n$ angeschraubt sind. Andererseits sind dieselben bei $m$

[1]) Page, du Moncel Exposé des applications de l'électricité Vol. I, p. 360*; Jacobi, Pogg. Ann. Bd. LXIX, S. 194. 1846*. — [2]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCII, S. 220. 1854*.

zu einer cylindrischen Oeffnung ausgefeilt, in welcher sich vermittelst der Kurbel *H*, des Zahnrades *L* und des Triebes *T* ein Cylinder *E* dre-

Fig. 354.




hen lässt. Der letztere ist aus einem Eisenstab gebildet, dessen Querschnitt  förmig ist. In die seitlichen Ausschnitte desselben sind, wie auf einen Galvanometerrahmen, der Länge nach Drathwindungen gelegt, und über diese ist zum Schutz gegen äussere Beschädigungen eine Messinghülle gesteckt, auf deren Enden die Fassungen *F* und *F'* aufgesetzt sind, welche die Zapfen tragen, auf denen der ganze Cylinder *E* sich

Fig. 355.

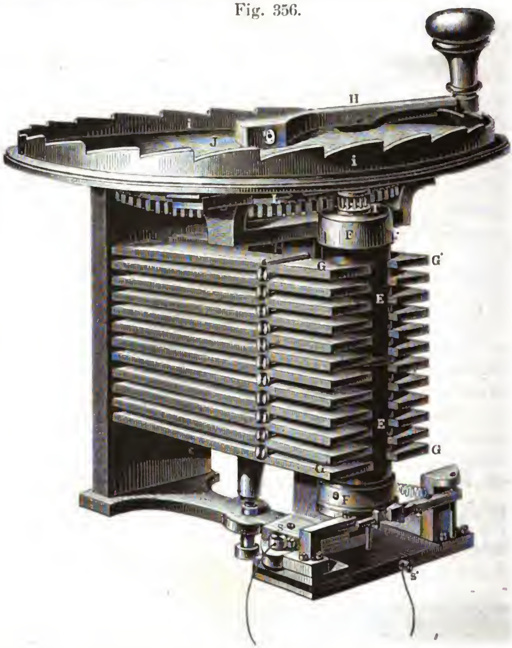



dreht. Die Enden der Windungen sind mit zwei auf den unteren Zapfen aufgesetzten Metallrädern verbunden, gegen welche Federn schleifen, die die weitere Leitung vermitteln. Durch ähnliche Einrichtungen, wie bei der Dove'schen und Stöhrer'schen Maschine, kann man leicht die Richtung der inducirten Ströme in ihrem Schliessungskreise beliebig abändern. Die Zähne *i*, welche eine unter der Kurbel *H* angebrachte Scheibe umgeben, dienen dazu, bei der Fortschiebung der Kurbel um je einen Zahn den Cylinder *E* um je eine halbe Umdrehung vorwärts drehen zu

können, so dass man den dabei erzeugten, einmaligen Inductionsstoss erhalten kann.

Der grosse Vortheil dieser Maschine beruht in der Anwendung einer grösseren Anzahl kleinerer Magnetstäbe an Stelle eines grösseren Magne-

Fig. 356.




tes. Da erstere bei gleichem Gewicht viel mehr permanenten Magnetismus annehmen als letzterer, so ist der Preis der Maschine geringer. Auch ist der Anker stets den magnetisirenden Magneten sehr nahe, erhält daher ein grosses Moment und ändert dasselbe sehr schnell [1]).

Der Siemens'sche Anker hat ferner den grossen Vorzug, dass seine Eisenmasse die Pole des Magnetes stets so verbindet, dass bei seiner Rotation kaum eine Aenderung der Schliessung des Magnetes, also auch kaum eine Aenderung seines Momentes eintritt, und in Folge dieser Wirkung die den Magnetismus des Magnetes vermindernden Inductions-

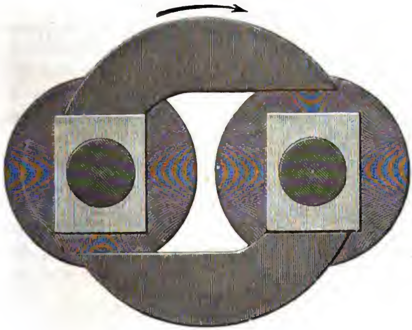
---

1) Siemens und Halske, Pogg. Ann. Bd. CI, S. 271, 1857*; auch Schellen's Telegraph, Aufl. III, S. 213, 1861*.

ströme in seiner Masse nicht in dem Maasse auftreten, als bei Anwendung anderer Anker [1]).

Sinsteden [2]) giebt eben deshalb den Polen der feststehenden Magnete Flügel von weichem Eisen, Fig. 357, so dass der Eisenkern beim

Fig. 357.



Rotiren der Anker stets fast geschlossen bleibt, und der Schliessungsextrastrom im Eisen unterdrückt wird. (Diese vollkommene und dauernde Schliessung der Elektromagnete sollte deshalb auch bei Construction elektromagnetischer Bewegungsmaschinen erstrebt werden, bei welchen die Aenderung der elektromagnetischen Momente durch die Inductionsströme so störend einwirkt.)

Eine andere Einrichtung der Magnetelektrisirmaschine ist von Page [3]) 895
angegeben. Bei dieser sind die Inductionsspiralen direct auf die Schenkel eines hufeisenförmigen Stahlmagnetes geschoben. Vor den Polen desselben rotirt ein Anker von weichem Eisen. — Auf die Rotationsaxe sind Metallräder aufgesetzt, deren Ränder, ähnlich wie bei der Dove'schen und Stöhrer'schen Maschine, mit Elfenbein ausgelegt oder ausgeschnitten sind. Gegen diese Räder schleifen Federn, von denen die eine

[1]) Zur Vermeidung dieser Inductionsströme ersetzt Pellerin (Compt. rend. T. LXXVII, p. 561. 1873*.) den Siemen'schen Anker durch eine Säule von auf einander geschichteten Eisenblechplatten. — [2]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. CXXXVII, S. 290. 483. 1869*. — [3]) Page, Annals of Electricity, 1839, p. 489; vergl. auch Verdet, Annal. de chim. et de phys. [3] T. XXXI, p. 192*; Krönig's Journ. Bd. I, S. 364*; ähnlich auch Dujardin, Breton, Duchenne (du Moncel, Exposé des applications T. I, 365*) und Dujardin, Compt. rend. T. XXI, p. 892, 1845*. Derselbe hat auch vor die Schenkel eines hufeisenförmigen Magnetes eine weitere Spirale gestellt, deren Axe den Schenkeln des Magnetes parallel war und zwischen ihnen lag, und in der Spirale um jene Axe vor den Magnetpolen einen Eisenkern rotiren lassen, der durch ein auf der anderen Seite der Axe angebrachtes Gegengewicht von Blei äquilibrirt wurde (l. c. S. 528*). Auch diese Einrichtung erscheint wenig praktisch.

mit dem einen Ende des Drathes der Inductionsspiralen verbunden ist, die andere die Leitung zu dem weiteren Schliessungskreis der Inductionsströme vermittelt, zu welchem andererseits das andere Ende des Drathes der Inductionsspiralen geführt ist. Durch geeignete Abänderung des Commutators könnte man auch hier die Richtung der Inductionsströme in dem Schliessungskreis auf die eine oder andere Weise reguliren. In diesem Apparat werden die Inductionsströme in den Spiralen auf doppelte Weise inducirt; einmal indem der Anker beim Rotiren vor den Magnetpolen seine Polarität wechselt und so direct, indess doch aus ziemlich weiter Entfernung inducirend auf die Spiralen wirkt, dann aber hauptsächlich dadurch, dass der temporäre Magnetismus des Ankers auf den Magnetismus des Magnetes zurückwirkt und denselben in gewissen Lagen des Ankers verstärkt. — Sehr günstig dürfte indess diese Anordnung nicht sein, da die Aenderungen des Magnetismus in Magneten von hartem Stahl nicht sehr bedeutend sein können.

Man könnte selbstverständlich bei dieser Maschine auch noch die Eisenkerne des Ankers mit Drathspiralen umgeben und die in letzteren inducirten Ströme zugleich mit den Inductionsströmen in den Spiralen auf den Schenkeln des Magnetes verwenden [1]).

896 Man hat vielfach versucht, die Wirkung der Magnetelektrisirmaschinen zu verstärken, indem man die Zahl der Anker oder Magnetpole vermehrte. So hat z. B. Petrina (l. c.) an Stelle des gewöhnlichen Ankers der Maschinen einen aus vier Eisencylindern bestehenden Anker benutzt, welche gegen ein Kreuz von Eisen gegengeschraubt waren.

Aehnlich hat auch Sinsteden [2]) früher eine Maschine construirt, bei welcher die Vortheile der (§. 79) erwähnten Magnetisirungsmethode und die Verstärkung der Polarität des hufeisenförmigen Stahlmagnetes durch einen quer über seine Schenkel in einigem Abstand von den Polen gelegten Eisenstab benutzt waren. Die vier Eisenkerne waren durch Eisendrathbündel ersetzt, wodurch die in ihrer Masse entstehenden Extraströme geschwächt wurden. Sie waren zu je zweien mit kürzeren und längeren Spiralen von dickem und dünnem Drath umwunden, um so leicht den Widerstand des inducirenden Apparates ändern zu können (vergl. auch §. 893).

Stöhrer [3]) hat dagegen bei seiner viel benutzten Maschine sowohl die Zahl der Anker, als auch der Magnete vermehrt. Fig. 358 giebt ein Bild dieser Maschine, welche aus drei aufrecht gestellten, hufeisenförmigen Stahlmagneten besteht, deren jeder aus 5 Lamellen zusammengesetzt ist. Ueber diesen rotirt als Anker ein Eisenring, an welchem 6 Eisenkerne angeschraubt sind, die in der Ruhelage des Ankers den Magnetpolen gerade gegenüberstehen.

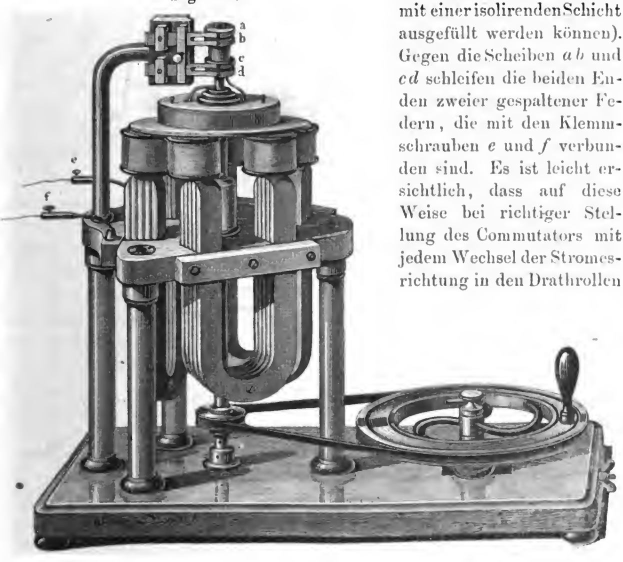
---

[1]) Vergl. Nollet u. Gaiffe in du Moncel Exposé T. I, p. 373*. — [2]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 29 u. 195, 1849*. — [3]) Stöhrer, Pogg. Ann. Bd. LXI, S. 417. 1844*.

Die Eisenkerne der Anker sind $44^{mm}$ lang und $29^{mm}$ dick, die sie umgebenden Dräthe von $1^{mm}$ Dicke sind auf dünne Holzrollen gewunden, die auf die Eisenkerne gesteckt werden. Die 12 Enden der Dräthe der 6 Drathrollen laufen in eine Holzbüchse aus, in welcher sie mit einem Pachytrop communiciren, der dem §. 891 beschriebenen ganz ähnlich ist, und von dem aus zwei Leitungsdräthe weiter gehen. Durch Drehung des Pachytrops können jene 6 Drathrollen 1) alle neben einander, 2) zu zweien neben einander, zu dreien hinter einander, 3) zu dreien neben einander, zu zweien hinter einander, 4) alle hinter einander verbunden werden.

Bei jeder Umdrehung der Anker um ihre Axe wechselt die Richtung der inducirten Ströme 6mal. Um die Richtung derselben gleich zu machen, ist oben an der Axe ein Commutator befestigt. Derselbe ist ganz analog dem Commutator Fig. 351, §. 891. Er besteht aus vier Stahlscheiben *abcd*, von denen *a* und *d*, sowie *b* und *c* metallisch verbunden, beide Paare aber von einander durch eine Buchsbaumhülse getrennt sind. Jedes dieser Systeme von Scheiben ist mit einem vom Pachytrop kommenden Leitungsdrath verbunden. Jede der Scheiben hat an ihrem Rande drei Ausschnitte (welche mit einer isolirenden Schicht ausgefüllt werden können). Gegen die Scheiben *ab* und *cd* schleifen die beiden Enden zweier gespaltener Federn, die mit den Klemmschrauben *e* und *f* verbunden sind. Es ist leicht ersichtlich, dass auf diese Weise bei richtiger Stellung des Commutators mit jedem Wechsel der Stromesrichtung in den Drathrollen

Fig. 358.

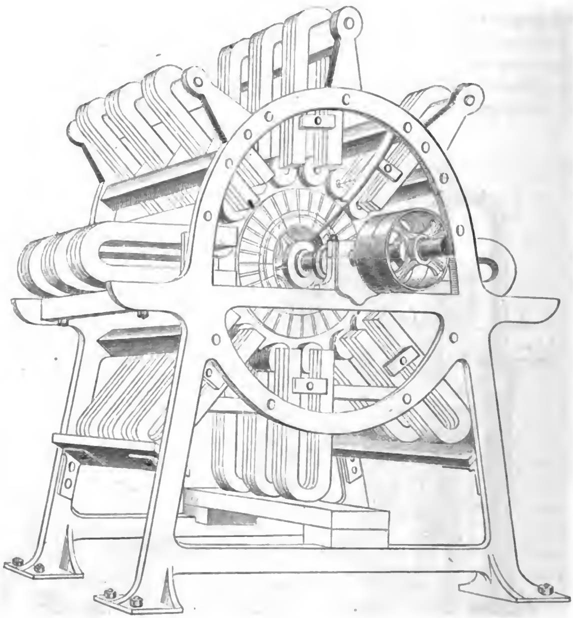


auf den Ankern dennoch die Stromesrichtung in der mit den Klemmen *e* und *f* verbundenen Leitung ungeändert bleibt.

897 Neuerdings sind zu technischen Zwecken, namentlich für die elektrische Beleuchtung, grössere Magnetelektrisirmaschinen nach denselben Principien construirt worden, so namentlich von der Gesellschaft Alliance in Paris und von Holmes in Northfleet. Da die genauere Betrachtung derselben ausser dem Bereich dieses Werkes liegt, begnügen wir uns mit einer kurzen Beschreibung der ersteren dieser Maschinen [1]).

In der Mitte eines starken eisernen Gestells (Fig. 359) befindet sich eine horizontale Axe, welche vermittelst eines Treibriemens durch

Fig. 359.



eine Dampfmaschine etwa 373mal in der Minute herumgedreht wird. An dieser Axe sind im Kreise herum mehrere Reihen von je 2 oder 4

---

[1]) du Moncel, Exposé T. I, p. 361*.

Spiralen von übersponnenem Kupferdrath so befestigt, dass ihre Axen der Drehungsaxe parallel liegen. Jede dieser Spiralen ist 15 Ctm. lang und hat 10 Ctm. äusseren Durchmesser. Sie bestehen aus einem doppelten hohlen Eisencylinder, welcher der Länge nach aufgeschnitten und mit einem Bündel von 12 Kupferdräthen von 30 Meter Länge und 1 Millim. Durchmesser umwunden ist. Rings um die die Spiralen tragende Axe sind parallel derselben im Kreise herum acht Streben angebracht, auf welche je 3 oder 5 hufeisenförmige Stahlmagnete rittlings so aufgesetzt werden, dass die Lage ihrer Pole wechselt, und dieselben zwischen den Eisenkernen je zweier in einer geraden Linie liegender Spiralen sich befinden. Auf diese Weise werden die sämmtlichen Eisenkerne der Spiralen magnetisch, wenn sie bei der Rotation der Axe gerade zwischen den Polen der Magnete hindurch laufen. — Die Magnete selbst sind zum Theil (24) 60 Kilogr., zum Theil (16) 30 Kilogr. schwer, und bestehen aus 6 oder 3 Stahllamellen. Die Dräthe der einzelnen Spiralen werden so verbunden, dass die Ströme, welche in ihnen beim Drehen der Axe während ihrer Annäherung und Entfernung von den Polen der Magnete inducirt werden, alle Spiralen in gleicher Richtung hinter einander durchlaufen. Die beiden Enden der von den Spiralen kommenden Leitungsdräthe sind mit zwei Metallrädern verbunden, welche isolirt auf das eine Ende der Drehungsaxe aufgesetzt sind, und gegen die zwei starke Metallfedern mit ziemlicher Reibung schleifen. An diesen Federn werden mittelst Klemmschrauben die Leitungsdräthe befestigt. Die Ströme, welche in den Spiralen bei der Bewegung inducirt werden, haben bei der Annäherung und Entfernung von den Magnetpolen eine entgegengesetzte Richtung.

Sollen einzelne Magnete dieser Maschine neu magnetisirt werden, so giebt man durch einen Commutator den durch sie erzeugten alternirenden Strömen gleiche Richtung und leitet sie durch die Drathspiralen eines besonderen Elektromagnetes, an dem man die Stahlmagnete streicht.

Die Maschine von Holmes [1]) unterscheidet sich im Wesentlichen nur dadurch von der französischen Maschine, dass durch einen Commutator die Richtung der alternirenden inducirten Ströme gleich gemacht wird.

Es versteht sich von selbst, dass man bei all diesen Maschinen die Stahlmagnete durch Elektromagnete ersetzen kann, die durch einen constanten, durch ihre Drathwindungen geleiteten Strom erregt werden [2]).

Eine von den vorher beschriebenen Einrichtungen abweichende Construction ist der Magnetelektrisirmaschine von Gramme [3]) gegeben 898

1) Holmes, the practical Mechanics Journal. July 1858*. — 2) Vgl. Ritchie, Phil. Trans. 1833, pt. II, p. 321*; Pogg. Ann. Bd. XXXII, S. 539*. — 3) Gramme, Compt. Rend. T. LXXIII, p. 175. 1871*; Dingl. Journ. Bd. CCII, S. 239*; Compt.

worden. Bei derselben kann man, wenn auch nicht ganz constante, so doch continuirliche Inductionsströme erhalten.

Fig. 360 giebt eine schematische, Fig. 361 eine vollständigere Ansicht dieser Maschine.

Fig. 360.

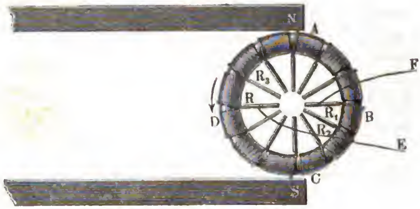
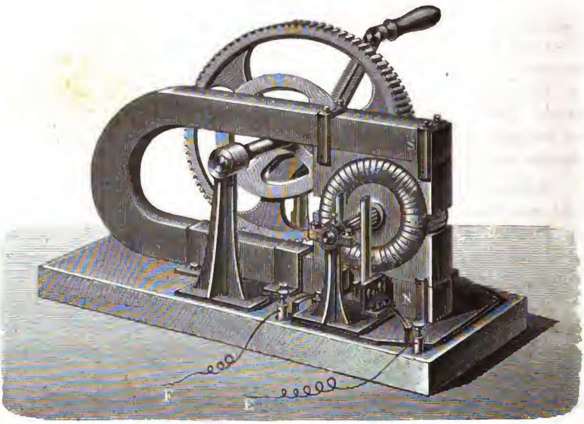



Fig. 361.



Rend. T. LXXV, p. 1497. 1872*; Dingl. J. Bd. CCVII, S. 31*; Bd. CCVIII, S. 166; S. 263. 1873*. Ein ähnlicher Apparat auch von Romilly, Compt. Rend. T. LXXIII, p. 726. 1871*; Brevet d'invention, 3. März 1866*. Die obige Beschreibung nach Niaudet-Breguet, Chronique de l'Industrie. Aout 1873. p. 233; Dingl. J. Bd. CCIX, S. 355. 1873*. Ueber die Theorie der Maschine vergl. auch du Moncel, Compt. Rend. T. LXXIV, p. 1335. 1872*; Gaugain, Compt. Rend. T. LXXV, p. 138, 627, 828. 1872*; Ann. de Chim. et de Phys. [4] T. LXXVIII, p. 324. 1873*.

Vor den Polen $NS$ eines hufeisenförmigen Magnetes rotirt um eine gegen die Ebene seiner Schenkel senkrechte Axe ein Ring von Eisen $ABCD$, der auf seinem ganzen Umfang mit einzelnen, gleichgewundenen Drathspiralen belegt ist, die alle hinter einander zu einer fortlaufenden Windungsreihe verbunden sind. Von den Vereinigungsstellen der einzelnen Spiralen gehen zu der Axe des Ringes metallische Fortsätze, $R_1$ $R_2$, die an derselben um 90° umgebogen und auf ihrer Oberfläche isolirt von einander und parallel neben einander befestigt sind. Zwei Federn oder Drathbündel schleifen an zwei diametral einander gegenüberstehenden Stellen der so belegten Axe und vermitteln die Fortleitung des in den Spiralen bei der Rotation des Ringes inducirten Stromes.

Beobachten wir zuerst nur die Rotation jeder einzelnen, auf den Eisenring geschobenen Spirale für sich, so ist das Potential der Pole $N$ und $S$ auf dieselbe gleich Null, wenn sie sich in $A$ und $C$ befindet, es ist im Maximum in $B$ und $D$, aber an beiden Stellen von entgegengesetztem Vorzeichen. Rotirt also die Spirale von $B$ durch $A$ bis $D$, so werden in ihr Ströme erzeugt, die z. B. in der Richtung $BAD$ von ihrem einen Ende zum anderen fliessen; rotirt sie von $D$ durch $C$ nach $B$, so fliessen die Ströme in der entgegengesetzten Richtung $BCD$. Bringt man also bei $B$ und $D$ vermittelst der auf den Metallstreifen $R$ und $R_1$ schleifenden Leitungsdräthe $F$ und $E$ Ableitungen zu einem beliebigen Schliessungskreise an, so addiren sich diese beiden Ströme in demselben. Jedesmal, wenn eine Spirale durch die Lagen $B$ und $D$ passirt, sich die Stromesrichtung in ihr also umkehrt, tritt dann auch ein Wechsel in der Verbindung durch das Uebertreten von $F$ und $E$ auf die folgenden Metallstreifen $R_2$ und $R_3$ ein. Man erhält so gleichgerichtete, wenn auch bei dem Uebertritt von $F$ und $E$ auf $R_2$ und $R_3$ unterbrochene Ströme. Macht man die Enden von $E$ und $F$ so breit, dass sie gleichzeitig auf zwei auf einander folgenden Metallstreifen schleifen, so erhält man einen continuirlichen, und nur abwechselnd stärkeren und schwächeren Strom, dessen Schwankungen mit der Zahl der Spiralen und Ableitungsstreifen $R$ abnehmen. — Wie die directe Induction in den Spiralen, verhält sich auch die indirecte Induction in denselben durch die bei der Rotation sich ändernde Magnetisirung des Eisenringes, der in jedem Moment aus zweien, in $A$ und $C$ sich mit ihren gleichnamigen Polen berührenden, halbkreisförmigen Magneten besteht, deren Polarität im Kreise fortschreitet. — Dabei können in Folge der Extraströme in den Spiralen Verschiebungen der Nullpunkte $B$ und $D$ in gleicher Weise eintreten, wie bei den übrigen Magnetelektrisirmaschinen (vergl. die folgenden Paragraphen). Verwendet man statt eines Magnetes $NS$ deren mehrere, durch Zwischenräume von einander getrennte, deren Nordpole in einer Linie, deren Südpole in einer derselben parallelen Linie liegen, und lässt man zwischen je zweien Magneten einen Eisenring mit Spiralen und Ableitern rotiren, so kann man durch geeignete Verbindung die in den Spiralen der einzelnen Ringe inducirten Ströme hinter oder neben einander verbunden

in einen Schliessungskreis eintreten lassen und so sehr starke Wirkungen erzielen, z. B. für technische Zwecke, bei Erzeugung des elektrischen Lichtes oder für die Galvanoplastik, für welche letztere die Constanz der Richtung der Ströme von besonderer Wichtigkeit ist, erzielen. Die permanenten Magnete können auch durch Elektromagnete ersetzt werden.

899 Die Intensität der durch eine Magnetelektrisirmaschine inducirten Ströme ist abhängig von der Geschwindigkeit der Drehung des Ankers, von dem Widerstand der Leitung, von der Stellung des Commutators, welcher in gewissen Fällen die Richtung sämmtlicher Ströme gleich macht oder nur die in einer Richtung laufenden Ströme zu den Schliessungsdräthen der Inductionsrollen gelangen lässt. — Wir wollen diese Einflüsse getrennt betrachten.

1) Einfluss der Drehungsgeschwindigkeit des Ankers. Da die Anzahl der Wechsel der Polarität des Ankers proportional mit der Drehungsgeschwindigkeit zunimmt, so müsste die in der Inductionsspirale in gleichen Zeiten inducirte Stromintensität der Drehungsgeschwindigkeit direct proportional sein. Dem ist aber nicht so, wie W. Weber[1]) zunächst durch einen einfacheren Apparat nachwies. Ein Eisenstab von $71^{mm}$ Länge und $29^{mm}$ Durchmesser wurde diametral durch eine kugelförmige Holzbüchse gesteckt, und dieselbe in einer gegen den Eisenstab äquatorial gelegenen Rinne mit Drath umwunden. Die Kugel mit dem Stabe konnte vermittelst einer Zahnradverbindung um eine in der Aequatorialebene liegende, horizontale und auf dem Eisenstab senkrechte Axe gedreht werden. Auf die Axe war ein der Länge nach durchschnittener Metallcylinder geschoben, dessen beide Hälften mit den Enden des Drathes in der Rinne verbunden waren. Federn, welche gegen den Cylinder schleiften, führten zu einem Multiplicator, dessen Windungen in ostwestlicher Richtung einen in gleicher Richtung bifilar aufgehängten Magnetstab umgaben. — Der Eisenstab mit der Holzbüchse wurde unter Einfluss des Erdmagnetismus einmal für sich in Rotation versetzt, und sodann, indem sich vor beiden Seiten desselben zwei Magnetstäbe in grösserem oder geringerem Abstande befanden. Es wurde dabei vermittelst der Spiegelablesung die Ablenkung des bifilar aufgehängten Magnetstabes bestimmt, welche der Intensität der erzeugten Inductionsströme entspricht.

Der Metallcylinder auf der Rotationsaxe war so gestellt, dass bei jedem Wechsel der Richtung der Inductionsströme auch die Federn auf die entgegengesetzten Hälften desselben übertraten, und so also im Multiplicator die Stromesrichtung constant blieb. Bezeichnet man die Intensität des bei einer halben Umdrehung des Eisenstabes (bei einem Wechsel seiner Polarität) inducirten Stromes nach Abzug des durch die Drehung der Holzbüchse ohne Eisenstab inducirten Stromes bei einer gege-

[1]) W. Weber, Resultate des magn. Vereins 1838, S. 118*.

benen Drehungsgeschwindigkeit mit $I$, so betrug dieselbe bei doppelter Drehungsgeschwindigkeit weniger, nämlich:

| | Magnetisirung | Wechsel der Polarität in der Secunde 20 | 40 |
|---|---|---|---|
| durch die $457{,}5^{mm}$ entfernten Magnetstäbe . . | | $I = 1$ | 0,89 |
| durch die $58{,}5^{mm}$ entfernten Magnetstäbe . . | | $I = 1$ | 0,765 |

Dasselbe Verhalten zeigte sich auch an einer grösseren Stöhrer'schen Magnetelektrisirmaschine mit drei verticalen Hufeisenmagneten. Als Weber[1]) bei dieser die Drehungsgeschwindigkeit der Anker vermehrte und durch Einstellung des Commutators alle Inductionsströme in gleicher Richtung durch eine Drathrolle leitete, welche östlich oder westlich von dem Halbirungspunkt der Axe des Magnetes eines Spiegelmagnetometers aufgestellt war, so ergab sich die Ablenkung des Magnetes:

| | | | |
|---|---|---|---|
| Zahl der Wechsel $n$ in der Secunde | 27,90 | 33,48 | 44,64 |
| Ablenkung $i$ . . . . . . . . . . | 89,15 | 95,26 | 101,645 |

Aus diesen Beobachtungen ergiebt sich

$$i = \frac{5{,}74435\, n}{1 + 0{,}01939 n + 0{,}00033 n^2}$$

so dass sich bei einer Anzahl von 55 Wechseln ein Maximum von $i = 103{,}1$ ergeben müsste. — Dasselbe Resultat beobachtete Lenz[2]) bei Einschaltung eines Voltameters oder Galvanometers in den Schliessungskreis der Spiralen eines Stöhrer'schen Apparates mit 3 Magneten.

2) Einfluss des Widerstandes der Leitung. Verbindet man die Inductionsspiralen der Anker hinter oder neben einander oder schaltet in ihren Schliessungskreis ausserhalb verschiedene Widerstände ein, so bemerkt man zunächst bei ungeänderter Stellung des Commutators eine Zunahme der elektromotorischen Kraft der inducirten Ströme mit der Zunahme des Widerstandes. Es ist daher die elektromotorische Kraft einer Magnetelektrisirmaschine nicht ohne Weiteres nach den gewöhnlichen Methoden mit der einer gewöhnlichen galvanischen Säule zu vergleichen[3]).

3) Einfluss der Stellung des Commutators. Sucht man durch den Commutator die Richtung aller Inductionsströme beim Annähern und Entfernen des Ankers von den Magnetpolen gleich zu machen und misst ihre Intensität an einem Galvanometer, so steigt die letztere, wenn man den Commutator so verschiebt, dass er erst einige Zeit nach dem Vorbeigang des Ankers vor den Magnetpolen die Verbindung der Inductionsrollen mit der Leitung wechselt. Diese Verstellung des Commutators entgegen dem Sinne der Rotation des Ankers muss bei wachsender Drehungsgeschwindigkeit desselben immer grösser sein, um jedesmal das Maximum der Stromintensität zu erhalten. — So musste z. B. Lenz[4]),

---

[1]) Weber, Pogg. Ann. Bd. LXI, S. 431, 1844*. — [2]) Lenz, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 494, 1849*. — [3]) Jacobi, Bullet. de St. Petersb. T. V, p. 97*; Pogg. Ann. Bd. LXIX, S. 198, 1846*; vergl. auch Lenz, l. c. und Pogg. Ann. Bd. XCII, S. 128, 1854*. — [4]) Lenz, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 519, 1849*.

wie die folgende Tabelle zeigt, den Commutator seines Inductionsapparates um $t^0$ verschieben, um bei der Umdrehungszahl $n$ des Ankers in der Minute das Maximum $i$ der Stromintensität zu erhalten; während bei der Nullstellung des Commutators, in der er gerade beim Vorbeigang des Ankers vor den Magnetpolen die Stromesrichtung wechselte, die Intensität sich gleich $i_0$ ergab:

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $n$ | 140 | 270 | 413 | 528 | 644 |
| $t$ | 9° | 12° | 12° | 12° | 15° |
| $i$ | 9,17 | 21,12 | 27,22 | 30,46 | 32,85 |
| $i_0$ | 8,41 | 19,73 | 24,81 | 26,71 | 28,71 |

Hiernach nimmt indess selbst bei richtiger Einstellung des Commutators die elektromotorische Kraft der inducirten Ströme nicht proportional der Drehungsgeschwindigkeit zu, sondern nähert sich allmählich einem Maximum, welches um so schneller erreicht wird, je geringer der Widerstand des Schliessungskreises, also je grösser die Stromintensität in demselben ist. Dieses Resultat hat auch Koosen [1]) durch mehrfache Versuche bestätigt.

Die richtige Einstellung des Commutators ist besonders zu beachten, wenn man durch die inducirten Ströme eine constante Ablenkung der Magnetnadel oder eine starke Wasserzersetzung erhalten will, da bei falscher Stellung die beiden Gase zum Theil an derselben Elektrode erscheinen und sich wieder vereinen. Ebenso würde bei der Elektrolyse von Kupfervitriollösung (zu Zwecken der Galvanoplastik) in diesem Falle das an der einen Elektrode abgeschiedene Kupfer zum Theil durch den nachher daselbst ausgeschiedenen Sauerstoff oxydirt und dadurch brüchig werden [2]). — Auch wenn man Wärmeerscheinungen durch den, stets in gleicher Richtung fortgeleiteten Inductionsstrom hervorbringen will, ist die Stellung des Commutators nicht zu vernachlässigen, da, wenn der Strom unterbrochen wird, während er nicht Null ist, ein Theil seiner Wirksamkeit verloren geht.

900 Der Grund dieser Erscheinungen könnte nach den Erfahrungen des vorigen Capitels ein doppelter sein: einmal, wie unter Anderen Sinsteden [3]) meinte, dass die Eisencylinder der Anker eine gewisse Zeit brauchten, um ihren Magnetismus zu wechseln, so dass, wenn z. B. der Commutator die Stromverbindung in dem Moment umkehrt, in welchem der Anker bei dem Magnetpol vorbeigeht, also die Annäherung in eine Entfernung, das Anwachsen des Magnetismus in eine Abnahme, die Richtung des Inductionsstromes in die entgegengesetzte übergehen sollte, der Anker noch nicht das Maximum des Magnetismus angenommen hätte, sondern dies erst einige Zeit nachher einträte, wenn derselbe sich schon wieder von dem Pol entfernt hätte. Da indess die Anker hier sehr dicht an

[1]) Koosen, Pogg. Ann. Bd. LXXXVII, S. 386, 1852*. — [2]) Jacobi, Bullet. de St. Petersb. T. V, p. 318. 1846*. — [3]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXXXIV, S. 181 u. flgde. 1851*.

den magnetisirenden Polen sich befinden, so ist die zu ihrer Magnetisirung erforderliche Zeit nach den Versuchen von Beetz (vergl. §. 851) jedenfalls sehr klein. Auch würde, wenn dies der überwiegende Grund der betrachteten Erscheinungen wäre, eine Aenderung des Widerstandes der Schliessung der Inductionsrollen keinen Einfluss auf die inducirte elektromotorische Kraft ausüben.

Der Hauptgrund der Erscheinungen beruht, wie auch von Lenz (l. c.) richtig erkannt worden ist, in der Rückwirkung der in den Spiralen inducirten Ströme auf den Magnetismus der Eisenkerne, welche somit nicht den ganzen Magnetismus erhalten, den sie in jeder Lage annehmen würden, wenn sie sich im Ruhezustande befänden.

Bezeichnen wir den Magnetismus, welchen die Anker wirklich an jeder Stelle bei einer bestimmten Drehungsgeschwindigkeit der Maschine annehmen, mit $y$, so wird, wenn derselbe in der Zeit $dt$ um $dy$ wächst, in den die Anker umschliessenden Dräthen ein Strom von der Intensität $-a\frac{dy}{dt}$ inducirt werden, welcher wiederum innerhalb gewisser Grenzen in den Ankern einen dem ursprünglichen Magnetismus entgegengesetzten Magnetismus $-ma\frac{dy}{dt}$ erzeugt, wo $m$ und $a$ constante Werthe sind. Würde nun durch den Magnet in dem Anker, wenn er in der betreffenden Lage in Ruhe bliebe, der Magnetismus $M$ erzeugt, so ist jetzt sein wirklicher Magnetismus

$$y = M - ma\frac{dy}{dt}.$$

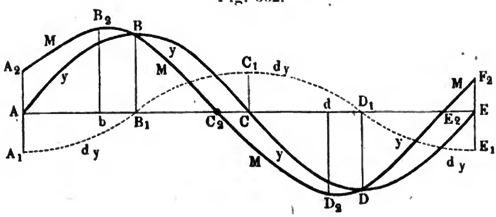
Kennen wir den Werth des Magnetismus $M$ in jeder Stellung des Ankers und den Werth $ma$, so können wir aus dieser Gleichung auch $y$ berechnen. Denken wir uns, dass nur ein Eisencylinder als Anker vor den Magnetpolen in der Zeit $T$ eine ganze Umdrehung vollendet, so können wir, da der Magnetismus $M$ desselben eine periodische Function ist, ihn durch eine Sinusreihe darstellen. Nach Einführung derselben in die Gleichung würde sich der Werth $y$ und sodann der Werth der elektromotorischen Kraft der Inductionsströme, welche $\frac{dy}{dt}$ proportional ist, mathematisch entwickeln lassen. Indess ist doch der Werth von $M$ in jedem Moment je nach der benutzten Maschine äusserst verschieden, so dass sich keine allgemeineren Regeln für die Bildung der Reihe aufstellen lassen, welche diesem Werthe entspricht [1]).

Wir wollen uns begnügen, durch eine graphische Darstellung, wie sie zuerst Lenz (l. c.), dann Koosen gegeben, den Gang des Phänomens zu 901

[1]) Koosen (l. c.) hat, indem er den Magnetismus $M$ direct durch eine Sinuscurve darstellt, ihn also gleich $\mu \sin 2\pi\frac{t}{T}$ setzt, die Berechnung von $y$ durchgeführt.

verfolgen. Es bezeichnen die Ordinaten der Curve $ABCDE$ (Fig. 362) die Magnetismen $y$, welche der bei den Polen des Magnetes vorbei rotirende Anker an jeder Stelle seiner Bahn annimmt, die durch die Abscissenaxe $AB_1\,C_2\,CD_1\,E_2\,E$ dargestellt wird. Die Lage der Pole selbst lassen wir noch unbestimmt. Die Curve $A_1\,B_1\,C_1\,D_1\,E_1$, deren Ordinaten am grössten an den Stellen sind, an welchen die Curve $ABCDE$ am steilsten ansteigt oder abfällt, möge den Gang der Intensitäten der bei der Drehung des Ankers inducirten Ströme und zugleich die Stärke des ihnen proportionalen, durch sie im Anker erzeugten Magnetismus $-am\frac{dy}{dt}$ anzeigen. — Addiren wir sodann die Ordinaten beider Curven, indem wir die Ordinaten der Curve $A_1\,B_1\,C_1\,D_1\,E_1$ umgekehrt nehmen, so stellt die

Fig. 362.




diesen Summen der Ordinaten entsprechende Curve $A_2\,B_2\,C_2\,D_2\,E_2\,F_2$ den Magnetismus $M$ des Ankers dar, den er annähme, wenn er an jeder Stelle in Ruhe verweilte. — Die grössten Ordinaten $bB_2$ und $dD_2$ entsprechen dann dem Magnetismus des Ankers, während er gerade vor den Magnetpolen ruht, die Punkte $C_2$ und $E_2$ seinen gegen diese Stellungen um 90° gedrehten Lagen. Es ist unmittelbar aus der Figur ersichtlich, dass die Maxima $BB_1$ und $DD_1$ des Magnetismus $y$ bei der Drehung des Ankers kleiner sind, als die Maxima in der Ruhelage $B_2\,b$ und $D_2\,d$, und dass diese Maxima von $y$ im Verhältniss zu denen von $M$ um so kleiner werden, je grösser die Ordinaten der Curve $A_1\,B_1\,C_1\,D_1\,E_1$, je grösser also die Intensität der inducirten Ströme ist. Dies letztere wird eintreten, einmal bei einem geringeren Widerstand der Schliessung, sodann auch bei einer schnelleren Drehung des Ankers, da hierbei die in der Zeiteinheit in den Inductionsspiralen inducirte elektromotorische Kraft $a\frac{dy}{dt}$ grösser ist.

Es ergiebt sich ferner, dass die Maxima des Magnetismus bei der Drehung des Ankers im Sinne dieser Drehung selbst von $bB_2$ nach $BB_1$ und von $dD_2$ nach $DD_1$ verschoben sind. Die Intensität der inducirten Ströme ist also nicht Null, wenn die Anker in $b$ und $d$ den Magnetpolen gerade gegenüberstehen, sondern wenn sie um ebensoviel entfernt davon sind,

als die Verschiebung der Maxima beträgt; und in denselben Zeiten kehrt sich die Richtung der Inductionsströme um. Wollen wir daher durch den Commutator die Stromesrichtung aller inducirten Ströme gleich machen, so muss derselbe in den Stellungen $B_1$ und $D_1$ des Ankers die Verbindung umkehren. — Würde dasselbe bei anderen Stellungen geschehen, so würde einmal der Theil des inducirten Stromes verloren gehen, welcher beim Uebergang der Federn über die nicht leitenden Theile des Commutators inducirt würde, und es würden sich bei diesem Uebergang in Folge der Oeffnung des inducirten Kreises lebhafte Funken zeigen, welche in der richtigen Stellung des Commutators nicht auftreten. Sodann würde auch nicht der ganze, durch den Schliessungskreis geleitete Inductionsstrom gleiche Richtung haben, wie dies an dem Auftreten gemischter Gase in einem in denselben eingefügten Voltameter zu bemerken wäre.

Mit wachsender Drehungsgeschwindigkeit würde der Abstand der Maxima $bB_2$ und $BB_1$, $dD_2$ und $DD_1$ immer grösser werden, und ebenso müsste man den Commutator immer weiter herumdrehen, um rechtzeitig die Stromesrichtung zu wechseln.

Ausser den in den Spiralen inducirten Strömen wirken in ganz gleicher Weise die in der Masse der Eisenkerne selbst inducirten Ströme, welche indess bei Anwendung von Eisendrathbündeln zu vermeiden sind.

Die Richtigkeit der gegebenen Erklärungen kann man prüfen, indem **902**
man sowohl den Magnetismus $M$ der Anker bei verschiedener Stellung derselben, als auch die Intensität der inducirten Ströme nur während einer kurzen Zeit misst, während der Anker durch diese Stellung hindurchgeht. Dies ist von Lenz[1]) durchgeführt worden. Er bediente sich dabei einer Stöhrer'schen Maschine mit 3 aufrechten Magneten (Fig. 358). Die Fortleitung der Inductionsströme geschah durch einen besonderen Commutator. Derselbe bestand aus zwei auf einer Holzscheibe befestigten und mit dieser auf die Drehungsaxe aufgeschraubten Eisenscheiben, von denen die eine mit dem einen, die andere mit dem anderen Ende des die drei Anker hinter einander umwindenden Drathes verbunden war. Der Rand der einen Scheibe war nicht durchbrochen. Der Rand der anderen war so ausgefeilt, dass nur in Abständen von je $60^0$ sechs je $3^0$ breite Streifen von Eisen stehen blieben, zwischen denen sodann der Rand wieder mit einer nichtleitenden Masse ausgefüllt war. Gegen beide Eisenscheiben schleiften Federn, welche mit der übrigen Leitung verbunden waren. Die durchbrochene Scheibe trug eine Theilung und die Drehungsaxe einen Zeiger, so dass man die Sectoren jener Scheibe so stellen konnte, dass die auf derselben schleifende Feder die Stromverbindung in den Momenten herstellte, in welchen der Anker sich auf einer beliebigen Stelle des Weges zwischen den zwei Polen eines der drei Magnete befand.

Da die Richtung der auf diese Weise bei gleichförmiger Rotation

---

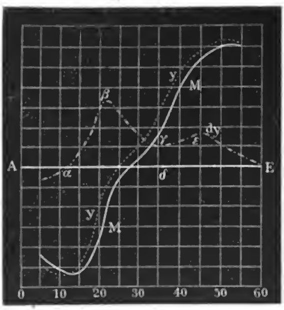
[1]) Lenz, Pogg. Ann. Bd. XCII, S. 128, 1854*.

der Anker erhaltenen partiellen Inductionsströme wechselt, so konnte ihre Intensität nicht durch ein Galvanometer, wohl aber durch ein Weber'sches Elektrodynamometer bestimmt werden.

Bei anderen späteren Versuchen [1]) wurde der Commutator in der Weise abgeändert, dass nur die gleichgerichteten Ströme in gewissen, entsprechenden Zeittheilen durch denselben hindurchgehen konnten. Derselbe bestand dann aus zwei mit den Enden des Inductionsdrathes verbundenen, auf die Drehungsaxe der Anker isolirt aufgesetzten Eisenringen, deren jeder drei Ausschnitte hatte, und die sowohl zusammen, als auch gegen einander gedreht werden konnten, so dass die dagegen schleifenden Federn nur dann den Strom fortleiten konnten, wenn sie gleichzeitig das Eisen beider Ringe berührten. Es wurde erst die gegenseitige Stellung der Ringe bestimmt, bei der bei Verbindung der Federn mit einer galvanischen Säule und Einschaltung eines Galvanometers in den Schliessungskreis gerade noch kein Strom durch den Commutator hindurchging, und dann wurde die eine Scheibe rückwärts um 6° gedreht, so dass also die Breite des leitenden Streifens, auf dem die Federn die Leitung vermittelten, 6° betrug. Da die Ströme hier alle gleichgerichtet waren, so konnte die Stromintensität durch eine Nervander'sche Tangentenbussole abgelesen werden.

Bei beiden Versuchsreihen ergab sich für die Intensität der Inductionsströme in verschiedenen Phasen der Bewegung des Ankers nahezu dieselbe Gesetzmässigkeit. Bezeichnen die Abscissen $AE$ der Curve $dy$ (Fig. 363) den Abstand eines der Anker von einem Magnetpol in Graden, so ergeben die Ordinaten von $dy$ die dieser Stellung bei einer gewissen Drehungsgeschwindigkeit entsprechende Intensität der inducirten Ströme bei den zuletzt erwähnten Versuchen. Unmittelbar bei dem Vorbeigang des Ankers vor dem Pole ist also die Stromesrichtung negativ, sie ist Null bei einer Drehung desselben um 10,5° und erreicht ein grösseres Maximum bei 23,4°, ein kleineres bei 44,4°, zwischen beiden den kleinsten Werth bei 35,4°.

Fig. 363.




Diese Curve $dy$, welche die elektromotorischen Kräfte der Inductionsströme bezeichnet, weicht von der (Fig. 362) gezeichneten wesentlich ab, bei der ganz willkürlich der Gang der Magnetisirung $y$ der Anker angenommen wurde. Construirt man aus der Curve

[1]) Lenz, Bullet. de St. Petersb. T. XVI, p. 177, 1857*.

$dy$ die Curve $y$, in welcher die Differenzen je zweier benachbarter Ordinaten den Ordinaten der Curve $dy$ an derselben Stelle proportional sind, so stellt diese die bei der Drehung des Ankers wirklich auftretenden Magnetismen derselben dar. — Die Addition der Ordinaten von $dy$ zu Linien, welche den Ordinaten von $y$ proportional sind, ergiebt die Curve der Magnetismen $M$ des Ankers, während er in verschiedenen Lagen vor den Magnetpolen ruht. Das doppelte Maximum von $dy$ ist also nur durch die Gestalt der Magnetisirungscurve bedingt. Bei gleich starker Magnetisirung der beiden Pole des Stahlmagnetes muss indess die gesammte elektromotorische Kraft, welche durch die Abnahme der durch den einen Pol erzeugten Polarisirung des Ankers erzeugt wird, unter allen Umständen gleich sein der elektromotorischen Kraft, welche bei der Zunahme der Magnetisirung des Ankers durch den anderen Pol hervorgerufen ist. Eine Ausmessung der diesen elektromotorischen Kräften entsprechenden Flächenräume $\alpha\beta\gamma\delta$ und $\gamma\delta\varepsilon\alpha$ ergiebt auch diese Gleichheit wenigstens annähernd. (Sie verhalten sich wie 1591 : 1675.)

Nimmt man den leitenden Streifen des Commutators breiter, so sollte man stets die Summe aller Ströme erhalten, welche inducirt werden, während durch den Streifen die Bahn der Inductionsströme geschlossen wird. Da sich indess beim ersten Hinaufgleiten der die Leitung vermittelnden Feder auf den Streifen der Schliessungsextrastrom von den hindurchfliessenden Inductionsströmen subtrahirt, so erscheinen dieselben mit wachsender Breite des Streifens etwas grösser, als man nach letzterer allein erwarten sollte. Der beim Abgleiten der Feder vom Streifen inducirte Oeffnungsextrastrom compensirt hierbei den Schliessungsstrom nicht ganz, da er sich nicht vollständig entwickeln kann.

Wollte man nach allen diesen Angaben die Leistungen einer Magnetelektrisirmaschine mit denen einer Hydrosäule vergleichen, so müsste dies unter ganz bestimmten Bedingungen geschehen, nachdem man z. B. genau den Widerstand des Schliessungskreises der Maschine, die Stellung ihres Commutators, die Umdrehungsgeschwindigkeit ihres Ankers u. s. f. festgestellt hat. Erst dann kann man die Vergleichung vornehmen, indem man z. B. den Strom der Magnetelektrisirmaschine durch den einer Hydrosäule compensirt, dafür aber einen dem Widerstand der letzteren gleichen Widerstand aus dem Schliessungskreise der ersteren ausschaltet.

Ist also die in der rotirenden Spirale erzeugte elektromotorische 903
Kraft in jedem Moment $e$, der Widerstand der Spirale $R$ und der der übrigen Leitung $r$, so wird die gesammte Intensität während einer Umdrehung des Ankers, die während der Zeit $T$ erfolge, sein:

$$I = \frac{1}{R+r}\int_0^T e\,dt = \frac{1}{R+r}E,$$

wo $e$ eine Function der Aenderung von $I$ selbst ist.

Lassen wir, wie bei der Stöhrer'schen Maschine, eine Anzahl (4) Spiralen hinter einander verbunden vor ebenso vielen Magnetpolen rotiren, so erhalten wir dieselben Resultate, nur ist hier der Widerstand $R$ durch $nR$, dafür aber auch die elektromotorische Kraft $e$ durch $ne$ zu ersetzen; indess dürften wir die neue Intensität nicht

$$I_n = \frac{nE}{nR + r}$$

setzen, da der Werth $n$ noch einmal in dem Werth $e$ implicite enthalten ist, indem je nach dem Widerstand $nR$ der Schliessung die Intensität und die Rückwirkung der inducirten Ströme auf den Magnet verschieden ist. Werden die Spiralen neben einander verbunden, so werden wir aus demselben Grunde ebenso wenig die nun erhaltene Intensität

$$I_v = \frac{E}{\frac{R}{n} + r}$$

setzen dürfen. Die Ohm'schen Formeln lassen sich also nicht ohne Weiteres auf diese Magnetelektrisirmaschinen anwenden, ohne indess dadurch an ihrer Allgemeingültigkeit zu verlieren.

Die Wärmewirkungen in dem Leitungsdrath der Maschinen werden daher auch nicht den Werthen $I_n^2 r$ und $I_v^2 r$ entsprechen; vielmehr werden sie ganz wesentlich von der Vertheilung der Intensitäten während der Dauer der Induction abhängen und sich so nach der Rotationsgeschwindigkeit, dem Widerstand der Schliessung u. s. f. wesentlich modificiren [1]).

904 Trotz des bedeutenden Einflusses der Extraströme auf den Verlauf der Ströme der Magnetelektrisirmaschine ist derselbe doch nicht so gross, wie beim Oeffnen und Schliessen des Stromkreises einer mit einem Eisenkern versehenen Inductionsspirale, da die Aenderung des Magnetismus des Ankers doch bei ersterer langsamer vor sich geht und mithin die Intensität und Rückwirkung der Inductionsströme auf seinen Magnetismus geringer ist als in der Spirale [2]). Ersetzt man daher z. B. bei der Dove'schen Maschine den Anker durch zwei leere Spiralen, die so verbunden sind, dass die beim Drehen in ihnen erzeugten Inductionsströme sich aufheben, und legt nun in die eine Spirale ein Eisendrathbündel, in

---

[1]) Die Versuche von Jamin und Roger, Ann. de Chim. et Phys. [4] T. XVII, p. 276. 1869*; T. LXVII, p. 32. 1868*; Phil. Mag. [4] Vol. XXXVI, p. 235, 317, 319, 1868*; Compt. Rend. T. LXVI, p. 1100, 1250*; über diese Wärmewirkung mit verschiedenen Maschinen der Gesellschaft Alliance, in denen verschiedene Zahlen rotirender Spiralen hinter und neben einander verbunden sind und deren Resultate unter Anwendung der Ohm'schen Formel, indess mit empirischer Abänderung der Werthe $E$ und $R$, gegeben werden, dürften hiernach nur gerade für die betreffenden Versuchsreihen gültig und bei der Complication der Erscheinung nicht für eine allgemeinere Anwendung geeignet sein. Je nach der Grösse und Anordnung der Spiralen und Magnete kann die Wärme, welche der bei der Drehung der Maschine verwendeten Arbeit entspricht, sich an den verschiedenen Stellen der Maschine sehr ungleich vertheilen.

[2]) Dove, Pogg. Ann. Bd. LVI, S. 271, 1842*.

die andere einen massiven Eisenkern, so überwiegt der Strom der letzteren den der ersteren sowohl in der galvanometrischen und chemischen, wie in der physiologischen und thermischen Wirkung, indem die Magnetisirung des massiven Kerns so viel bedeutender ist, als die des Drathbündels, dass in diesem Fall die geringere verzögernde Wirkung der Extraströme in letzterem keinen sehr wesentlichen Einfluss hat. Auch bei Einlegen zweier gleicher Drathbündel in die Spiralen, von denen das eine in einer offenen, das andere in einer geschlossenen Blechröhre sich befindet, halten sich die Inductionsströme in denselben in allen Wirkungen ziemlich das Gleichgewicht. Bei Einlegen derselben Kerne in eine Inductionsspirale, die von einem Strom durchflossen ist, der abwechselnd geschlossen und geöffnet wird, zeigen sich dagegen in Folge der Extraströme bei der schnellen Aenderung der Intensität der Ströme ganz andere Erscheinungen, wie wir dies vorher mitgetheilt haben. — Indess könnten diese Erscheinungen je nach der Einrichtung der Maschine sich auch mehr oder weniger verändern.

Ist in den Schliessungskreis einer Magnetelektrisirmaschine gleichzeitig ein Voltameter eingeschaltet und kann man annehmen, dass die elektromotorische Kraft der Polarisation innerhalb enger Grenzen proportional der durch das Voltameter hindurchgegangenen Elektricitätsmenge ist, also nach der Zeit $t$, wenn $i$ die Stromintensität ist, gleich $p\int i\,dt$ wo $p$ eine Constante ist, so ergiebt sich die elektromotorische Kraft des Stromes, wie folgt. Es sei die Zeit einer Umdrehung der Maschine $2T$ und die elektromotorische Kraft demnach $\frac{K}{T}\sin\frac{\pi}{T}t$ wo $K$ eine Constante ist. Das Potential der Spiralen in dem Schliessungskreis auf sich selbst sei $q$, der Widerstand der Schliessung $w$. Dann ist 905

$$E = wi = \frac{K}{T}\sin\frac{\pi}{T}t - q\frac{di}{dt} - p\int i\,dt,$$

oder

$$q\frac{d^2 i}{dt^2} + w\frac{di}{dt} + pi = \frac{K\pi}{T^2}\cos\frac{\pi}{T}t.$$

Das vollständige Integral dieser Gleichung ist

$$i = \frac{K}{T}\,\frac{w\sin\frac{\pi}{T}t + \left(p\frac{T}{\pi} - q\frac{\pi}{T}\right)\cos\frac{\pi}{T}t}{w^2 + \left(p\frac{T}{\pi} - q\frac{\pi}{T}\right)^2} + C_1 e^{-\frac{t}{2q}\left(w + \sqrt{w^2 - 4pq}\right)} + C_2 e^{-\frac{t}{2q}\left(w - \sqrt{w^2 - 4pq}\right)}$$

Hier fallen mit wachsender Zeit $t$ bald die beiden letzten Glieder fort. Zählt man die Zeit nicht von dem Moment $t = 0$, für den die durch die Maschine inducirte elektromotorische Kraft Null ist, sondern von einem um $\frac{T}{\pi}\left[arc\,tg\frac{1}{w}\left(p\frac{T}{\pi} - q\frac{\pi}{T}\right)\right]$ rückwärts liegenden Moment, so ist

$$i = \frac{K}{T} \frac{\sin \frac{\pi}{T} t}{\sqrt{w^2 + \left(p \frac{T}{\pi} - q \frac{\pi}{T}\right)^2}}.$$

Dann ändert sich also immer noch, wie ohne Extrainduction und Polarisation die Intensität nach dem Gesetz einer Sinuscurve; sie ist aber schwächer, als ohne diese Einflüsse. Nur für die Umdrehungszeit $T_0$, für welche $p \frac{T_0}{\pi} - q \frac{\pi}{T_0} = 0$, d. h. $T_0 = \pi \sqrt{\frac{q}{p}}$ ist, heben sich die Wirkungen der Polarisation und Extrainduction völlig auf. Bei grösserer Umdrehungsgeschwindigkeit ($T > T_0$) ist die Stromintensität geschwächt, bei geringerer ($T < T_0$) wird sie gesteigert.

Diese Resultate hat Kohlrausch [1]) geprüft, indem er die Inductionsströme durch ein Bifilardynamometer leitete, auf welches die Wirkung proportional

$$\frac{1}{T} \int_0^T i^2 dt = \frac{K}{2T^2} \frac{1}{w^2 + \left(p \frac{T}{\pi} - q \frac{\pi}{T}\right)^2}$$

ist. Die Beobachtungen stimmen mit der Rechnung gut überein, auch ergab sich die Constante $q$ als nahe gleich, wenn die Schliessung durch einen metallischen oder polarisirbaren Leiter geschah ($q = 0{,}5217$ und $q = 0{,}5027$).

Diese Erscheinungen haben einen sehr grossen Einfluss auf die Bestimmung von Widerständen flüssiger Leiter durch Messung der Intensität abwechselnd gerichteter Inductionsströme (vergl. Thl. I, §. 222 u. 497). Es ist demnach die Polarisation bei derselben durchaus nicht ohne Weiteres als verschwindend anzusehen.

906 In neuester Zeit man bei den magnetelektrischen Maschinen, namentlich für technische Zwecke, z. B. zur Erzeugung des elektrischen Lichtes, in doppelter Weise eine stärkere Wirkung erzielt [2]).

Einmal hat man die durch eine Magnetelektrisirmaschine [3]) (von ähnlicher Construction wie die von Siemens angegebene) erzeugten Inductionsströme durch einen Commutator in gleicher Richtung um einen Elektromagnet geleitet, wodurch letzterer einen starken Magnetismus annahm, und zwischen den Polen desselben einen mit einer Spirale umwundenen Anker rotiren lassen, dessen Inductionsströme viel kräftiger sind, als die durch die Stahlmagnete direct inducirten Ströme.

---

[1]) Kohlrausch, Nachr. der K. Gött. Gesellsch. 1872. 25. Sept. S. 453*; Pogg. Ann. Bd. CXLVIII, S. 143. 1873*. — [2]) Wir begnügen uns mit der Angabe der Principien, da die technischen Gegenstände ausser dem Bereich dieses Werkes liegen. — [3]) Wilde, Phil. Trans. 1867, p. 89*; Phil. Mag. [4] Vol. XXXIV, p. 81. 1867*; Carl, Repert. Bd. III, S. 186. 1867*.

Fig. 364.

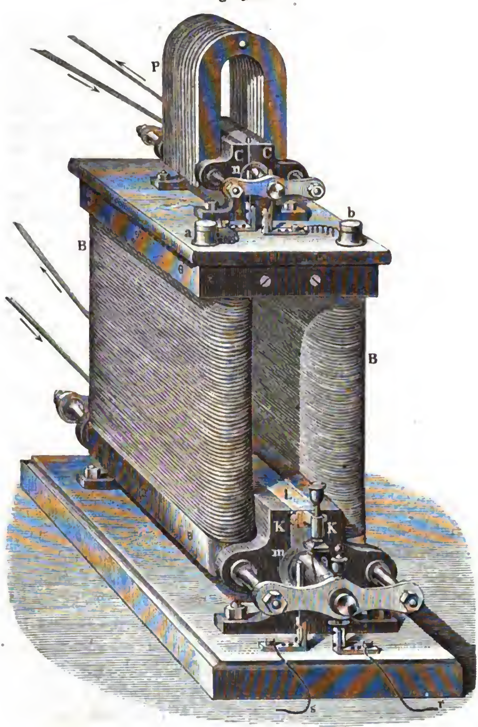



Fig. 365.

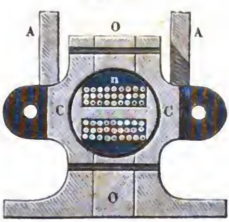
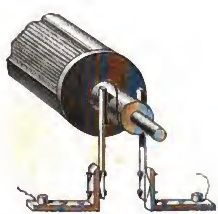



Fig. 366.



Man könnte selbstverständlich diese letzteren Inductionsströme zur Erzeugung eines dritten Elektromagnetes verwenden, der in einem, seinen Anker umgebenden Drathgewinde wiederum Inductionsströme erzeugte u. s. f. Der Gedanke zu dieser Verstärkung ist schon vollkommen klar von Sinsteden [1]) im Jahre 1851 ausgesprochen worden.

Praktisch ist derselbe in der Maschine von Wilde ausgeführt. In der Fig. 364 (s. v. S.) stellt *P* den, aus 12 bis 16 Lamellen von je 1,5 Kilgr. Gewicht bestehenden Hufeisenmagnet von Stahl dar, dessen Pole mit Eisenarmaturen *C C* versehen sind, die durch Messingplatten *O* von einander getrennt sind. Zwischen diesen rotirt der Siemens'sche Anker *n* (Fig. 365) mit Drathspiralen von 6 Ctm. Durchmesser und 17 M. Drathlänge. Die Enden ihrer Dräthe führen zu dem Commutator (Fig. 366), von dem aus die Inductionsströme um die beiden oben mit einer horizontalen Eisenplatte verbundenen, schmiedeeisernen Platten *B* (von 91 Ctm. Länge und 3 Ctm. Dicke) durch einen 500 M. langen Kupferdrath fliessen. Die Eisenplatten sind wiederum mit den Eisenarmaturen *K* versehen, die durch die Messingplatte *L* von einander getrennt sind und eine cylindrische Höhlung zwischen sich lassen, in der der Siemens'sche Anker *m* von $1^m$ Länge und 18 Ctm. Durchmesser rotirt, der mit $30^m$ Kupferdrath umwunden ist. Der Apparat wird durch eine Dampfmaschine bewegt, und die Spiralen machen etwa 28 Umdrehungen in der Secunde.

907 Wichtiger ist das zweite, fast gleichzeitig von Siemens [2]), Wheatstone [3]) und Anderen [4]) zur Anwendung gebrachte Princip, nach welchem man vor einem Elektromagnet einen Anker mit Drathspirale rotiren lässt, die in letzterer erzeugten Inductionsströme durch einen Commutator gleich richtet und sie nun in einer solchen Richtung um den Elektromagnet selbst leitet, dass dadurch seine Polarität verstärkt wird. Besitzt hierbei das Eisen des Elektromagnetes von vornherein einen schwachen Magnetismus, den man etwa durch Berühren mit Stahlmagneten, einmaliges Herumleiten eines constanten Stromes u. s. f. hervorbringen kann, so wird derselbe beim Rotiren des Ankers auch ohne Mitwirkung äusserer magnetisirender Kräfte durch die Inductionsströme des mit seiner Spirale versehenen, rotirenden Ankers stärker magnetisirt. Indem sich so wiederum seine inducirende Wirkung steigert, wächst allmählich sein Moment und die Stärke der Inductionsströme bis zum Maximum an. Die auf die Bewegung des Ankers verwendete Arbeit setzt sich unmittelbar mit Hülfe

---

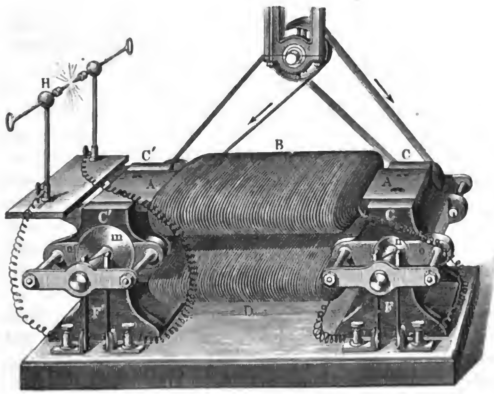
[1]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXXXIV, S. 186. 1851*. — [2]) Siemens, Monatsber. der Berl. Akad. 17. Jan. 1867; Proceedings Royal Soc. (14. Febr. 1867); Pogg. Ann. Bd. CXXX, S. 332. 1867*; Carl, Repert. Bd. III, S. 179*. — [3]) Wheatstone, Proceedings Royal Soc. (14. Febr. 1867); Carl, Repert. Bd. III, S. 190*; Archives Nouv. Ser. T. XXIX, p. 70*. — [4]) Murray, Engineer 1866, Juli 20; und auch Varley, Patent 1866, Dec. 24; vgl. Phil. Mag. [4] Vol. XLV, p. 439, 1873*. Ebendaselbst die Beschreibung einer grösseren Maschine von Wilde; auch Carl Rep. Bd. IX, S. 242*.

des Magnetismus und der Inductionsströme in dem geschlossenen Drathkreise derselben in Wärme um, und ein in denselben eingeschalteter Platindrath erglüht u. s. f.

Eine Anwendung dieses Systems ist von Ladd [1]) gemacht worden. 908
Derselbe lässt zwischen zwei gusseisernen Platten *B*, *D* von 60 Ctm. Länge und 30 Ctm. Breite, welche mit Drathwindungen versehen sind und an ihren beiden Enden eiserne, durch Messingplatten von einander getrennte Halbanker *C' F'* und *C F* tragen, die zwischen sich einen cylindrischen Raum frei lassen, zwei Siemens'sche Spiralen *m* und *n* rotiren. Die Inductionsströme der einen Spirale *n* werden durch einen Commutator gleich gerichtet und durch die Drathwindungen auf den gusseisernen Platten *B* und *D* geleitet; die Inductionsströme der zweiten Spirale *m* dienen z. B. zur Erzeugung des Kohlenlichtes. Nachdem man einmal durch die Spiralen um *B* und *D* einen Strom einer Säule geleitet hat, behalten die Eisenplatten auch nach Aufhören desselben so viel remanenten Magnetismus, dass die bei der Rotation von *n* erzeugten Inductionsströme diesen remanenten Magnetismus verstärken können und die Wirkung bald zu einem Maximum wächst [2]).

Bei diesen Maschinen muss jedesmal der ursprünglich erregende Hufeisenmagnet zuerst durch den Strom einer Säule ein bestimmtes Quan-

Fig. 367.




tum permanenten Magnetismus erhalten. Man kann die Anwendung der

[1]) Ladd, Phil. Mag. [4] Vol. XXXIII, p. 544. 1867*; Carl, Repert. Bd. III, S. 231, 376. 1867*. — [2]) Gaiffe (Mondes, T. XVIII, p. 169. 1868*) und Schellen (ibid. p. 264) winden hierbei die beiden Spiralen auf denselben Anker.

Säule vermeiden, wenn man an Stelle des Eisenmagnetes einen permanenten Magnet von angelassenem Stahl benutzt, welcher durch die Inductionsströme sich temporär nicht viel schwächer magnetisirt, als ein Eisenkern und so fast dieselben Wirkungen giebt [1]).

909 Eine solche Maschine liefert im Anfang der Bewegung, wenn man die Verbindung zwischen der Spirale des Ankers und Magnetes hergestellt hat, die grösste Wirkung, z. B. durch Erhitzen von Platindräthen zum Glühen; bald nachher nimmt die Wirkung ab, und es muss zur Erhaltung der Bewegung der Maschine eine stärkere Kraft verwendet werden als vorher. Verbindet man aber die Enden der Spirale des Elektromagnetes durch einen Drath, durch den sich ein Theil des Stromes abzweigt, so wächst freilich der Magnetismus nicht mehr so stark an, indess die Wirkung der Ströme steigt, während der Widerstand sinkt, den die Maschine der Bewegung entgegensetzt. In dem Brückendrath ist die thermische Wirkung in einem eingeschalteten Platindrath viel grösser, als in dem Kreise der Spirale des Elektromagnetes.

Die Wirkung des Brückendrathes beruht hier auf zwei Ursachen. Ist das Moment des Magnetes bis zum Maximum gestiegen, so besitzen die in der Spirale des Ankers inducirten Ströme eine so bedeutende Intensität, dass schon ein Theil derselben genügt, um den Magnet auf seinem Maximum zu erhalten. Man kann dann durch den Brückendrath den Rest der Inductionsströme abzweigen. Hierdurch wird zuerst der Gesammtwiderstand vermindert, den die in der Spirale des Ankers inducirten Ströme finden, und so ihre Intensität vermehrt, die namentlich im Brückendrath gross ist, wenn dessen Widerstand im Verhältniss zu dem Widerstand der Spiralen des Magnetes klein sein kann, ohne die magnetisirende Wirkung der Ströme in letzteren allzusehr zu schwächen. Sodann werden aber durch die Inductionsströme selbst in der Masse des Magnetes und in den sie umgebenden Spiralen Extraströme inducirt. Beim Entstehen der Inductionsströme sind diese Extraströme den ersteren entgegengerichtet und schwächen ihre Intensität und den Magnetismus. Je geringer also durch den Brückendrath — unbeschadet der Hervorbringung des Maximums der Magnetisirung — die Intensität der Inductionsströme in den Spiralen des Magnetes gemacht wird, desto schwächer wird ihr nachtheiliger Einfluss. Im Brückendrath selbst haben diese Ströme die gleiche Richtung, wie die vom Anker kommenden Inductionsströme, so dass sie hier die Stromstärke steigern. Beim Verschwinden der Inductionsströme, also in dem Moment, wo der Commutator die Verbindung der Spiralen des Ankers mit denen des Magnetes aufhebt, entstehen in den Spiralen des Magnetes den Inductionsströmen gleichgerichtete Extraströme, die nun in dem Brückendrath eine geschlossene Bahn finden und so dem Magnet seinen Magnetismus bis zur neuen

---

[1]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. CXXXVII, S. 290. 1869*.

Schliessung des Commutators und neuen Erregung der Inductionsströme erhalten. So findet im Brückendrath selbst namentlich eine bedeutende Wirkung durch abwechselnd gerichtete Ströme, die primären Inductionsströme und die Oeffnungsextraströme statt [1]).

In anderer Art erreicht Sinsteden [2]) eine Verstärkung der Wirkung, indem er in den Stromkreis der Magnetspirale zwischen den Spiralen auf beiden Magnetschenkeln einen Neusilberdrath (10 Fuss lang, $^1/_2$ mm Durchmesser) einschaltet, wobei der Apparat viel stärker thermisch, chemisch und magnetisirend wirkt. Es wird durch diese Vermehrung des Widerstandes bewirkt, dass der Stromantheil, welcher von dem zwischen der Ankerspirale, dem in den Schliessungskreis eingeschalteten Drath und der Magnetspirale verzweigten Strom durch letztere hindurchgeht, geschwächt wird und so der grössere Theil des Stromes die Ankerspirale und die der Wirkung der Inductionsströme ausgesetzten Körper durchfliesst.

## II. Elektromagnetische Inductionsapparate.

Statt der bisher beschriebenen Magnetelektrisirmaschinen, bei denen **910**
ein mit einer Inductionsspirale umgebener Anker vor den Polen eines permanenten Magnetes oder Elektromagnetes rotirt, kann man auch andere elektromagnetische Inductionsapparate verwenden, indem man, wie es schon Pohl [3]) gethan, den mit Drathspiralen umgebenen Anker fest vor den Polen des Elektromagnetes liegen lässt und nur durch einen Commutator die Richtung des den letzteren magnetisirenden Stromes wechselt.

Die elektromagnetischen Inductionsapparate oder Inductorien sind namentlich von Stöhrer [4]) und Ruhmkorff in den Fig. 368 und 369 (a. f. S.) abgebildeten, einfacheren Formen ausgeführt worden.

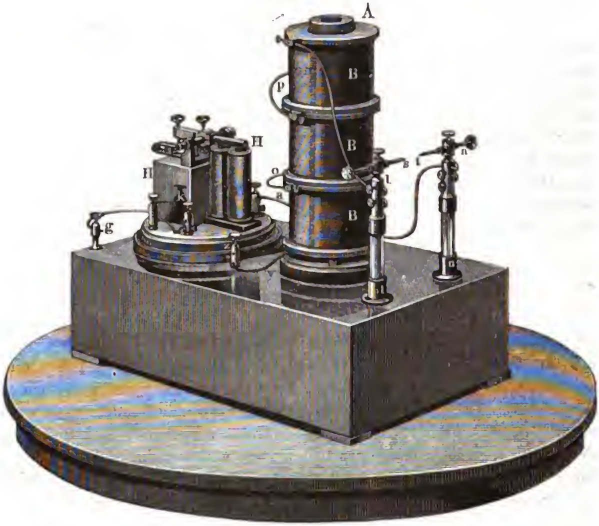
Diese Apparate bestehen im Wesentlichen aus einer verticalen oder horizontalen inducirenden Spirale *A* von dickerem Drath, über welche entweder direct eine zweite Spirale *B* von sehr langem dünnen Drath gewunden ist, oder über welche eine besondere Papp- oder Glasröhre geschoben wird, auf die letztere Spirale aufgewickelt ist. Dieselbe bildet entweder ein einziges Continuum von Drathwindungen oder besteht zweckmässiger aus mehreren neben einander liegenden Abtheilungen, die durch Klemmen *o*, *p* hinter einander verbunden werden. In die inducirende Spirale ist ein Bündel von lackirten oder geglühten Eisendräthen eingelegt. Der Strom in der inducirenden Spirale wird durch irgend eine Vorrichtung *H* unterbrochen oder umgekehrt. Man bedient sich hierzu meist der Einrichtung des Wagner'schen Hammers, der theils, wie in dem Ruhmkorff'schen Apparat Fig. 369, direct mit dem Bündel Eisendrath

---

1) Vergl. Varley, Phil. Mag. [4] Vol. XXXV, p. 543. 1868*. — 2) Sinsteden, Pogg. Ann. Erg.-Bd. V, S. 648. 1871*. — 3) Pohl, Pogg. Ann. Bd. XXXIV, S. 185. 500, 1835*. — 4) Stöhrer, Pogg. Ann. Bd. XCVIII, S. 104, 1856*.

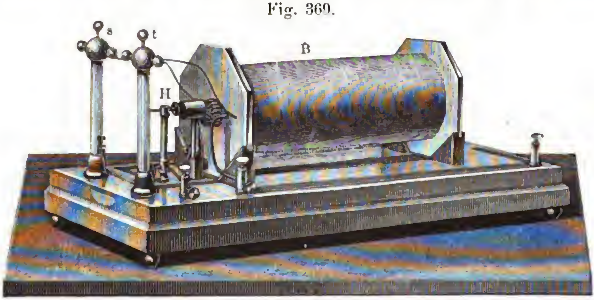
verbunden ist, theils, wie in Stöhrer's Apparat Fig. 368, gesondert neben dem Apparat sich befindet.

Fig. 368.



Mit den beiden gegen einander hämmernden, den Strom unterbrechenden Theilen des Hammerapparates sind noch die Belegungen eines

Fig. 369.



Condensators verbunden, welcher in dem unter dem Apparat angebrachten Kasten liegt. Der Apparat liefert dann während der Unterbrechun-

gen abwechselnd gerichtete Oeffnungs- und Schliessungsströme in der Inductionsrolle, deren Enden mit den auf Glasfüssen stehenden Kugeln oder Spitzen *s*, *t* verbunden sind.

Die näheren Einrichtungen der einzelnen Theile des eben kurz be- 911
schriebenen Apparates müssen so getroffen sein, dass derselbe kurz dauernde Inductionsströme von recht grosser Intensität liefert, dass also in einem möglichst kurzen Zeitraum in demselben eine möglichst grosse elektromotorische Kraft erregt und eine möglichst grosse Elektricitätsmenge bewegt wird. — Die wesentlichen Einrichtungen hierzu sind namentlich folgende [1]):

1) Die Inductionsrolle. Soll die Intensität des Oeffnungsinductionsstromes, die man besonders berücksichtigt, von Anfang seiner Bildung an schnell ein Maximum erreichen, so werden wir die §. 785 u. flgde. aufgestellten Betrachtungen zu berücksichtigen haben, wenn wir zunächst nur die Induction der Spiralen auf einander betrachten. Die Induction durch den Eisenkern im Inneren der Spiralen nimmt einen ähnlichen Gang. Es muss also das Potential $Q$ der inducirenden Spirale auf die inducirte möglichst gross, das Potential $\Pi$ der inducirten Spirale auf sich selbst möglichst klein, der Widerstand $w$ der inducirenden Spirale möglichst klein sein. Da ferner in der Inductionsrolle Elektricität entwickelt wird, welche an den einzelnen Stellen eine bedeutende Dichtigkeit besitzt, die von der Mitte des Drathes der Rolle gegen die Enden hin zunimmt, so müssen die Enden des Drathes auf entgegengesetzten Seiten der Rolle liegen, damit die mit den entgegengesetzten Elektricitäten am stärksten geladenen Theile des Drathes möglichst fern von einander sich befinden [2]).

Würde man die ganze Inductionsrolle in einzelnen Drathlagen aufwickeln, so dass jede Lage die ganze Länge derselben einnähme, so würden auch hier in den über einander befindlichen Lagen Stellen neben einander liegen, in denen die elektrische Dichtigkeit sehr verschieden ist, und so könnten leicht Funkenentladungen zwischen diesen Stellen stattfinden, welche die die Dräthe bedeckende isolirende Schicht durchbrechen. — Sehr vollständig wird dies bei der jetzt vielfach angewendeten Methode von Ritchie [3]) verhindert, nach der jedesmal der Drath an einer Stelle bis zur völligen Dicke der Spirale aufgewunden und dann erst auf die benachbarte Stelle in gleicher Weise aufgewickelt wird. Zwischen die einzelnen Stellen wird häufig ein Ring von dünnem vulkanisirten Kautschuk geschoben und angekittet.

Wegen der Schwierigkeit der Ausführung dieser Bewickelung theilt man häufig die Inductionsrolle wenigstens in mehrere neben einander lie-

---

[1]) Vgl. vorzüglich Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 289, 1855*. — [2]) Vgl. auch R. Robinson, Phil. Mag. [4] Vol. XXXIII, p. 63. 1867*. — [3]) Ritchie, Phil. Mag. [4] T. XIV, p. 239, 480, 1857*.

gende Abtheilungen, deren jede eine ungerade Anzahl von Drathlagen besitzt, so dass Anfang und Ende derselben stets an entgegengesetzten Seiten der Drathrolle liegen. Man verbindet die Dräthe dieser Abtheilungen hinter einander.

Da die inducirende Wirkung (das Potential) des Stromes der inducirenden Rolle auf die inducirte Rolle in der Mitte am grössten ist, würde man zweckmässig die mittleren Abtheilungen der letzteren dicker winden, als die Abtheilungen an den Enden, so dass die inducirte Rolle die Form einer Spindel erhielte.

So hat Schaack[1]) ein Eisendrathbündel aus zusammengekitteten Dräthen in Gestalt einer Kugel geformt, auf welche drei Lagen dicken Kupferdrathes gewickelt waren, die durch Messingstäbe, welche den Eisendräthen conaxial waren, mit der Säule in Verbindung standen. Um die mit Kitt überzogenen Dräthe war kegelförmig die Inductionsspirale in vielen, durch Papierringe getrennten Abtheilungen gewickelt. Die Wirkung des mit Condensator versehenen Apparates war recht befriedigend.

Die Drathwindungen der inducirten Rolle müssen sehr gut isolirt sein, damit bei der plötzlichen Erregung sehr bedeutender Elektricitäten in ihr nicht Funken zwischen den einzelnen Windungen und nach aussen überschlagen. Man windet daher am besten den etwa $^1/_4{}^{mm}$ dicken, wohl mit Seide übersponnenen Drath auf einen beiderseits mit Glas- oder Guttaperchafassungen versehenen Glascylinder und tränkt die Umspinnung nach dem Aufwinden jeder Lage mit langsam trocknendem Schellackfirniss, mit geschmolzenem Wallrath oder Paraffin, oder einem Gemisch von Wachs und Oel. Zwischen je zwei Lagen legt man wohl noch ein Wachspapier oder eine dünne Guttaperchaplatte[2]). Am besten würde es sein, die Inductionsrolle mit einem flüssigen Isolator, z. B. Terpentinöl, zu tränken, damit, wenn ein Funken an irgend einer Stelle zwischen den Windungen überschlagen sollte, die Durchbrechungsstelle sogleich wieder ausgefüllt wird. Diesen Vorschlag Poggendorff's (l. c.) hat Jean[3]) mit gutem Erfolge ausgeführt; indess ist doch die Anwendung einer Flüssigkeit, welche sich überdies bei Zutritt der Luft verändert und dann das Kupfer der Dräthe angreift, nicht bequem.

Sinsteden[4]) löthet noch an das äussere Ende des inducirten Drathes ein 7 Fuss langes, 7 Zoll breites Stanniolblatt, welches beiderseits mit etwas breiterem Wachspapier belegt und so auf die Inductionsrolle gewunden wird. Indem sich in diesem Blatt eine grosse Menge der in der Spirale inducirten Elektricitäten anhäuft, zeigt sie daselbst stärkere Spannungserscheinungen (s. d. Cap. Funkenentladung). — Man muss endlich vermeiden, dass der Widerstand, den die zwischen den freien Enden der Inductionsrolle überspringenden Funken finden, grösser ist, als der

---

[1]) Schaack, Brix, Zeitschrift 1863, S. 45*. — [2]) Bentley, Phil. Mag. [4] Vol. XII, p. 519. 1857*. — [3]) Jean, Compt. rend. T. XLVI, S. 186, 1858*. — [4]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 359, 1855*.

Widerstand beim Uebergang durch die isolirende Schicht von einer Drathwindung zur anderen, da die letztere sonst leicht durchbrochen wird. Namentlich bei Erzeugung von Funken im lufterfüllten Raum wird man daher den Abstand der Elektroden der Inductionsrolle nie zu gross wählen dürfen.

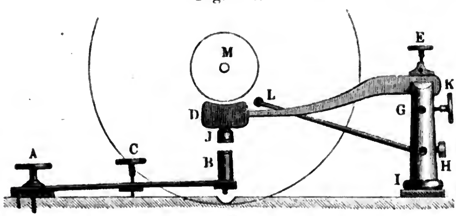
2) Die inducirende Spirale oder Hauptrolle. Da der Raum 912
meist gegeben ist, in welchen der Drath dieser Spirale hineinpassen soll, so kann man ihn beliebig dick wählen, und muss nur die Säule, welche den durch die Spirale geleiteten Strom erzeugt, stets so abändern, dass man bei gegebener Zinkoberfläche das Maximum der Intensität erhält. Gewöhnlich nimmt man den Drath etwa 1 bis 2$^{mm}$ dick und wickelt ihn zweckmässig in zwei neben einander liegenden Windungsreihen auf.

Das in die Rolle gelegte Eisendrathbündel wird aus dünnem Drath gebildet. Die Dräthe brauchen nicht lackirt zu sein, sondern werden nur ausgeglüht, wodurch sie einmal weicher werden, sodann auch an ihrer Oberfläche eine genügend schlecht leitende Hülle erhalten. Dieselben werden nicht zu fest an einander geschnürt.

3) Die Unterbrechung des inducirenden Stromes wird meist 913
mit Hülfe des Wagner'schen Hammers vorgenommen. Man kann hierbei zunächst das Eisendrathbündel in der Hauptrolle selbst als Magnet benutzen, welcher den Hammer antreibt. — Auf diese Weise ist der zuerst von Ruhmkorff angegebene Interruptor, Fig. 370, construirt.

Es sei *M* das aus der inducirenden Spirale herausragende Ende des Eisendrathbündels, welches daselbst mit einem Eisenringe eingefasst ist.

Fig. 370.

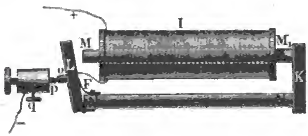



Ein Hebel *ED* von Metall bewegt sich in einem Lager auf dem metallenen Ständer *IK*, welcher durch die Klemmschraube *H* mit dem einen Ende der inducirenden Rolle verbunden ist. Ein zwischen die Klemmschrauben *E* und *G* eingefügter, dünner Silberdrath vermittelt die bessere Leitung zwischen *DE* und *KI*. An dem unter *M* befindlichen Ende des Hebels ist eine Eisenplatte *D* befestigt, welche unten die Platinplatte *J* trägt. Diese liegt auf einer zweiten, durch die Feder *AB* getragenen Platinplatte *B* auf. Feder *AB* kann durch die Schraube *C* gehoben und

gesenkt werden; dieselbe wird mit dem einen Pol der Säule, das freie Ende der inducirenden Spirale mit dem anderen Pol der letzteren verbunden. Dann hebt sich durch die Magnetisirung von *M* das Eisenstück *D* an Hebel *DE* gegen *M* und unterbricht den inducirenden Stromkreis zwischen *B* und *J*. Hebel *DE* fällt wieder hinunter und schliesst den Stromkreis von Neuem u. s. f. — Der Fig. 368 gezeichnete Interruptor ist ganz ähnlich construirt, nur dass sich die Platte *D* vor dem Drathbündel *M* befindet.

Viel zweckmässiger würde man bei dieser Art der Unterbrechung, wie es im Wesentlichen von Sinsteden[1]) angegeben ist, neben die Inductionsrolle *I*, Fig. 371, ein dem Eisendrathbündel *M* gleiches und ihm paralleles Drathbündel hinlegen und die einen Enden $M_1$ und $N_1$ der beiden Bündel durch ein Querstück *K* von Eisen verbinden. Die Enden *M* und *N* werden mit Eisenplatten belegt. Um ein am Ende *N* des Drathbündels $NN_1$ angebrachtes Charnier bewegt sich ein eiserner, als Anker dienender Stab *L*, der durch die Feder *F* oder eine zwischen ihn und das Ende *N* des Bündels $NN_1$ geklemmte Kautschukplatte von dem Ende *M* des Bündels $MM_1$ fortgedrückt wird.

Fig. 371.




Auf den Anker *L* ist die Platinspitze *o* gelöthet, welche mit dem einen Ende der inducirenden Spirale verbunden ist. Durch die Feder *F* wird dieselbe gegen eine zweite Platinspitze *p* gedrückt, die durch die Klemmschraube *q*, ebenso wie das freie Ende der inducirenden Spirale mit den Polen der Säule in Verbindung steht. Bei den nun erfolgenden Oscillationen des Ankers wird derselbe stets durch die Feder *F* oder die dieselbe ersetzende Kautschukplatte sehr schnell von dem Ende *M* des Eisendrathbündels $MM_1$ getrennt und so der temporäre Magnetismus des geschlossenen Eisenkreises $MM_1KNN_1L$ plötzlich vernichtet. Da dieser Magnetismus sehr viel bedeutender ist als der des Bündels $MM_1$ allein, so ist die Wirkung in Bezug auf den Oeffnungsinductionsstrom bedeutend verstärkt[2]).

914 Bei grösseren Apparaten trennt man gewöhnlich den Interruptor von dem Inductionsapparat selbst. Man schaltet dann in den Schlies-

---

[1]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 366, 1855*. — [2]) Statt die Drathbündel hierbei hinten durch das Eisenstück *K* zu verbinden, legt Sinsteden auch gegen ihre Enden $M_1$ und $N_1$ die Pole eines starken hufeisenförmigen Stahlmagnetes in der Art, dass bei der Magnetisirung der Drathbündel durch den Strom ungleichnamige Pole des Stahlmagnetes und der letzteren einander gegenüberstehen. — Eine Umkehrung der Stromesrichtung in der Magnetisirungsspirale ohne Oeffnung des geschlossenen Eisenkreises würde noch stärker wirken. Vergl. Pacinotti, Nuovo Cimento. T. V, VI, p. 34. 1871*; und Ruhmkorff, Compt. rend. T. LXXIII, p. 922. 1871*.

sungskreis des inducirenden Stromes einen Wagner'schen Hammer ein, dem man die Fig. 270, §. 696 gezeichnete, von Halske angegebene Construction giebt. Dieser Apparat erfüllt die Bedingung, dass der inducirende Stromkreis sehr plötzlich zu einer Zeit unterbrochen wird, wo schon die oscillirende Feder des Interruptors eine bedeutende Geschwindigkeit erlangt hat. Die in der kurzen Zeit dieser Unterbrechung inducirte elektromotorische Kraft des Oeffnungsinductionsstromes ist also sehr bedeutend; die Anhäufung freier Elektricitäten an den Enden der Inductionsspirale und die physiologischen Wirkungen derselben sind höchst kräftig. — Ist indess die Oscillationsgeschwindigkeit der Zunge des Hammers allzu schnell, so erhält man keine sehr intensiven Inductionsströme, da dann der bei der jedesmaligen Schliessung des inducirenden Stromkreises gebildete Extrastrom noch nicht völlig ablaufen kann, und so der Eisenkern nicht das Maximum seiner Magnetisirung erhält und auch der inducirende Strom nicht bis zum Maximum der Intensität anwächst. Ist dies letztere erfolgt, so ist eine möglichst schnelle Trennung der oscillirenden Theile der Unterbrechungsapparate nöthig, um den Oeffnungsstrom recht kurz andauernd und intensiv zu erhalten [1]).

Bestehen die gegen einander schlagenden Theile des Interruptors, statt aus Platin, aus anderen Stoffen, z. B. aus Silber, Coaks u. s. f., so beobachtet man, nach Sinsteden [2]), an der Inductionsspirale sehr viel geringere Spannungserscheinungen, wahrscheinlich weil dann die Leitung nach der Trennung durch Theilchen geschmolzenen Silbers oder zerstäubter Coakskohle noch einige Zeit vermittelt wird und die Unterbrechung des inducirenden Stromes nicht plötzlich genug vor sich geht. — So fand auch Rijke (l. c.) im Mittel die Schlagweite der Funken an den Enden des inducirten Drathes, als die Unterbrechung des inducirenden Stromes geschah zwischen Spitzen von:

| Platin | Silber | Palladium | Gold | Kupfer | Coaks |
|---|---|---|---|---|---|
| $13^{mm}$ | 9,2 | 8,1 | 2,3 | 4,7 | 0,5 |

Wird der Anker des Interruptors mit stärkerer Kraft, z. B. durch Gewichte oder starke Federn von dem Magnet fortgedrückt, so geschieht bei Erregung desselben die Unterbrechung schneller, und der Einfluss des Metalls der Spitzen ist weniger bemerkbar.

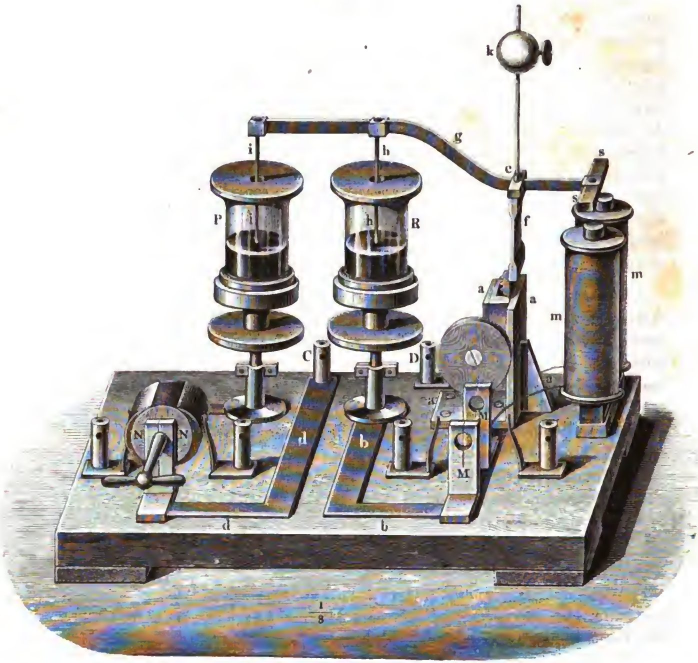
In einer sehr zweckmässigen Weise wird die Schnelligkeit der Unterbrechung des inducirenden Stromes ohne einen allzu schnellen Gang des Hammerapparates gesteigert, wenn man nach Poggendorff's (l. c. §. 911) Vorschlag schlecht leitende Flüssigkeiten zwischen die in Contact kommenden Theile des Interruptors bringt. — Der dazu erforderliche Hammer- 915

1) Grove, Phil. Mag. [4] Vol. IX, p. 2, 1855*; Rijke, Pogg. Ann. Bd. XCVII, S. 67, 1856*. — 2) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 481, 1852*.

apparat wird jetzt von **Ruhmkorff** nach dem Vorgange von **Foucault**[1]) im Wesentlichen meist in folgender Art construirt.

Vermittelst einer Zahnstange mit Trieb, Fig. 372, lässt sich in einer Metallhülse *a* eine verticale Stahlfeder *f* auf- und niederstellen,

Fig. 372.




welche oberhalb den Hebel *g* trägt. Durch eine auf dem Stab *c* verstellbare Metallkugel *k* kann die Oscillationsgeschwindigkeit des Hebels geregelt werden. Der Hebel trägt einerseits den Eisenstab *s*, welcher als Anker zu dem Elektromagnet *m* dient; andererseits zwei Platinstifte *h* und *i*, welche in die Gläser *R* und *P* tauchen. In die Mitte des Bodens der letzteren sind Platinstäbchen eingekittet, die mit verticalen

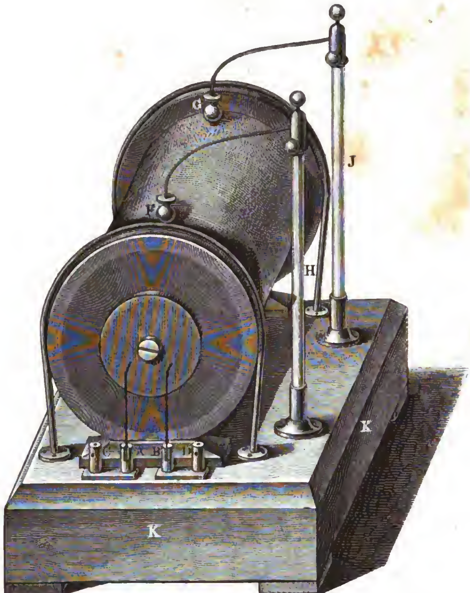
[1]) **Foucault**, Compt. rend. T. XLIII, p. 44, 1856*.

Messingschrauben in Verbindung stehen, durch welche die Gläser in Messingfassungen auf- und niedergeschraubt werden können. An den Schrauben sind hierzu unter den Gläsern horizontale, kreisförmige Scheiben von Kautschukhorn befestigt. In die Gläser wird Quecksilber gegossen und dasselbe mit einer etwa 10 bis $20^{mm}$ dicken Schicht von Alkohol oder Petroleum bedeckt. Die das Glas *R* tragende Messingfassung ist durch das Kupferblech *b* mit dem einen Ende der durchbrochenen Axe des Ruhmkorff'schen Gyrotropes *M* verbunden. (Die Walze desselben, welche ganz der Walze des Gyrotropes *N* entspricht, ist in der Figur fortgelassen.) Das andere Ende jener Axe ist mit den Drathwindungen des Magnetes *m* verbunden, die andererseits mit der Metallhülse *a* in Verbindung stehen. Die gegen den Gyrotrop schleifenden Federn werden mit den Polen eines einzelnen Bunsen'schen oder Grove'schen Elementes verbunden. Taucht der Drath *h* gerade in das Quecksilber des Glases *R* ein, so ist der Strom geschlossen und der Hebel *g* oscillirt nach Art des Wagner'schen Hammers. Die Metallhülse unter dem Glase *P* ist mit dem einen Ende der durchbrochenen Axe des Gyrotropes *N*, das andere Ende der Axe desselben durch den Kupferstreifen *d* mit der Klemmschraube *C* verbunden. Letztere, so wie eine mit der Hülse *a* verbundene Klemmschraube *D* sind mit den Enden der inducirenden Spirale verbunden. Die gegen den Gyrotrop schleifenden Federn sind mit den Polen einer stärkeren Säule in Verbindung, so dass bei richtiger Stellung des Gyrotrops der Strom desselben durch *d* und *C* und die inducirende Spirale nach *D*, und sodann gleichzeitig mit dem Strom der ersten, mit Gyrotrop *M* verbundenen Kette durch *a* und *g*, und endlich durch *P* zum Gyrotrop zurückfliesst. Bei dem Oscilliren des Hebels *g*, der den Platindrath *i* in weiten Wegen auf und nieder bewegt, wird der Kreis des inducirenden Stromes durch das Quecksilber im Glase *P* abwechselnd geöffnet und geschlossen. Fig. 373 (a. f. S.) stellt die zu dem beschriebenen Interruptor gehörige Inductionsrolle eines grossen Ruhmkorff'schen Inductoriums dar, dessen Länge 65 Ctm. beträgt, und dessen inducirte Spirale etwa 100 000 Windungen von $^1/_5{}^{mm}$ dickem, übersponnenen Kupferdrath enthält. Die Klemmen *A* und *B*, in welche die Drathenden der inducirenden Rolle eingeklemmt sind, sind zugleich mit den Klemmschrauben *C* und *D* verbunden, die mit den gleichnamigen Klemmschrauben des Interruptors in Verbindung stehen. Der Condensator (s. w. u.), dessen Belegungen ebenfalls mit den Klemmen *A* und *B* verbunden sind, liegt in dem Kasten *K*. Die Enden *F* und *G* der Inductionsrolle sind mit zweien auf die Glasstäbe *H* und *J* aufgesetzten Messingklemmen verbunden, von wo der Strom weiter geführt werden kann.

Selbstverständlich kann man, wie es bei älteren Apparaten von Ruhmkorff und den kleineren Apparaten von Stöhrer der Fall ist, auch den ganzen vorderen Theil des Apparates, Platinstab *i*, Glas *G*, Gyrotrop *N* mit der damit verbundenen Säule fortlassen, und die In-

ductionsspirale direct in den Schliessungskreis des den Magnet *m* erregenden, durch Gyrotrop *M* geleiteten Stromes einfügen. Nur muss man

Fig. 373.




dann den letzteren Strom stärker nehmen. Dann bewirkt der inducirende Strom selbst die Unterbrechungen. Indess ist dabei der Gang des Apparates in Folge der Rückwirkung der Extraströme weniger regelmässig und schwieriger zu reguliren.

**916** Bei länger fortgesetztem Spiel des Apparates zerstäubt das Quecksilber in einzelne kleine, schwer wieder zu vereinigende Tropfen, welche sich in dem darüber befindlichen Alkohol vertheilen. Um diesen Uebelstand zu vermeiden, kann man das Quecksilber durch ein specifisch schwereres, flüssiges Platinamalgam ersetzen.

Callan [1]) nimmt statt des Quecksilbers und Alkokols eine mit Oel übergossene, amalgamirte Kupferplatte und macht den Hebelarm, der den

[1]) Callan, Phil. Mag. [4] Vol. XV, p. 255. 1858*.

auf dieselbe schlagenden Kupferstab trägt, 6 bis 7 Zoll lang, um ihm eine grössere Elongation zu geben [1]).

Die Verstärkung der in der Zeiteinheit erhaltenen Intensität der Inductionsströme oder der an den Enden der inducirten Spirale in der Zeiteinheit angehäuften Elektricitätsmengen, d. i. ihrer freien Spannung daselbst, durch die Zwischenbringung schlecht leitender Flüssigkeiten zwischen die metallischen Enden der Unterbrechungsstelle des inducirenden Stromes besteht in der Beschleunigung seiner Unterbrechung und dadurch erfolgenden Verringerung der Dauer des Oeffnungsinductionsstromes in der Inductionsspirale. Bei der Trennung der einander berührenden Metalltheile entsteht zwischen ihnen ein Oeffnungsfunken, welcher durch die zugleich sich bildenden Extraströme verstärkt wird, und der die Bildung eines kleinen Lichtbogens einleitet. Dieser vermittelt die Verbindung der getrennten Theile noch einige Zeit bis zu einer weiteren Entfernung derselben von einander, so dass der inducirende Strom nur langsam verschwindet. Tritt aber eine schlecht leitende Flüssigkeit, z. B. Alkohol, zwischen die getrennten Theile, so kann dieser Lichtbogen nicht zu Stande kommen. Durch die Flüssigkeit gleichen sich die Elektricitäten, welche in Folge des inducirenden Stromes und des bei seiner Oeffnung in der inducirenden Rolle erzeugten Extrastromes an der Unterbrechungsstelle angehäuft sind, schnell aus, und der Strom in derselben Rolle wird auf ein Minimum reducirt, welches von dem Leitungswiderstande der Flüssigkeit abhängt. 917

Leitet die Flüssigkeit sehr gut, wie z. B. verdünnte Schwefelsäure, so ist die Intensität des Stromes nach der Trennung der metallischen Theile an der Unterbrechungsstelle zu gross, die Verminderung der Intensität des inducirenden Stromes zu klein, als dass eine starke inducirende Wirkung desselben sich ergäbe. — Ist dagegen die Leitungsfähigkeit der Flüssigkeit zu klein, so können sich die bei der Trennung gebildeten Extraströme nicht durch dieselbe ausgleichen; die durch diese Ströme gegen die Unterbrechungsstelle getriebenen Elektricitäten gleichen sich dann rückwärts durch die inducirende Spirale selbst aus und induciren hier-

[1]) Neuerdings sind die Inductorien in colossalen Dimensionen ausgeführt worden. So ist für die Polytechnic Institution in London ein solcher Apparat von 9 Fuss 10 Zoll Länge und 2 Fuss Durchmesser gebaut worden, dessen Eisenkern aus einem 5 Fuss langen Bündel von Eisendräthen von 4 Zoll Durchmesser und 123 Pfund Gewicht besteht. Die primäre Rolle ist 145 Pfund schwer und hat 6000 Windungen. Ihr Kupferdrath ist 0,095 Zoll dick und 3770 Yards lang. Die Inductionsrolle ist 50 Zoll lang und besteht aus 150 engl. Meilen Kupferdrath von 0,015 Zoll Durchmesser. Beide Rollen sind durch eine $1\frac{1}{2}$ Zoll dicke Schicht Kammmasse getrennt; ebenso ist der ganze Apparat von einer solchen Röhre bedeckt. Durch den Strom von 40 Bunsen'schen Elementen erregt, liefert der Apparat Funken von 29 Zoll Länge und scheinbar $\frac{3}{4}$ Zoll Dicke. Er durchschlägt Gläser von 5 Zoll Dicke in Zickzackwegen. Bei einem Abstand der Elektroden von 3 Zoll fliessen die Entladungen wie in wogenden, leicht seitlich wegzublasenden Flammen über. (Illustrated London News. 17. Apr. 1869; Pogg. Ann. Bd. CXXXVI, S. 636. 1869*. Ein anderer grosser Apparat von Ritchie, Scientific American, 1871, p. 320; Dingl. Journ. Bd. CCIII. S. 502*.)

bei in der Inductionsspirale einen Strom, welcher dem bei der Oeffnung der ersteren Spirale inducirten entgegengerichtet ist und ihn schwächt [1]).

Ganz ebenso, wie eine schlecht leitende Flüssigkeit, wirkt nach Fizeau's [2]) Angabe die Verbindung der von einander getrennten Theile an der Unterbrechungsstelle durch einen langen, dünnen Drath. — Ebenso wirkt auch die Verdünnung der Luft zwischen denselben, wenn man den ganzen Unterbrechungsapparat, wozu man dann den Halske'schen Hammer verwenden kann, im Vacuo arbeiten lässt [3]). Hier ersetzt die verdünnte Luft die schlecht leitende Flüssigkeit. Dabei werden aber die gegen einander federnden Platintheile des Interruptors stark angegriffen. Namentlich wirkt dieses Hülfsmittel, wenn die inducirende Rolle aus kurzem und dickem Drathe besteht.

In ähnlicher Art verstärkt auch ein, der Unterbrechungsstelle genäherter Magnet die Inductionswirkung in der Zeiteinheit, da derselbe nach den Untersuchungen von Rijke [4]) den sich bildenden Lichtbogen zur Seite treibt und schneller unterbricht. Der Funken ist dann von einem stärkeren Geräusch begleitet [5]).

918 Rijke [6]) hat versucht, die Dichtigkeit der Elektricitäten an der Unterbrechungsstelle des Ruhmkorff'schen Inductoriums auch dadurch zu vermindern und die Dichtigkeit und Schlagweite des Inductionsstromes zu vergrössern, indem er die Unterbrechung in einer Flamme vornahm. Die Enden der inducirenden Rolle waren entweder (I) mit zwei Ringen von Platindrath verbunden, die man in der Flamme an einander hingleiten liess, oder (II) mit einer kleineren Metallplatte und einer Metallspitze verbunden, deren letztere als positive Elektrode diente und von ersterer abgehoben wurde. Die Funken der Inductionsrolle sprangen zwischen den Kugeln eines Funkenmikrometers über. So fanden sich die relativen Längen der Schlagweiten dieser Funken, wenn die Unterbrechung des inducirenden Stromes geschah in

| | Luft | Flamme von Alkohol | Wasserstoff | Leuchtgas |
|---|---|---|---|---|
| I. | 1 | 2,395 | 7,110 | 7,173 |
| II. | 1 | 1,643 | 4,077 | 3,966 |

Bei Anwendung eines Fizeau'schen Condensators wird die Wirkung der Flamme viel geringer. Sie zeigt sich also um so schwächer, eine je grössere Schlagweite schon ohne sie erhalten wird.

Wurden die unter (II) angeführten Elektroden in verschiedenen Theilen der Flamme von einander getrennt, so ergaben sich die Schlagweiten

---

1) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 320. 1855*. — 2) Fizeau, Compt. rend. T. XXXVI, p. 419. 1853*; Pogg. Ann. Bd. LXXXIX, S. 173*. — 3) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 156. 1855*. — 4) Rijke, Pogg. Ann. Bd. LXXXIX, S. 166. 1853*. — 5) Page, Phil. Mag. [4] Vol. I, p. 170. — 6) Rijke, Pogg. Ann. Bd. CXVII, S. 276. 1862*.

| Luft | heissester Theil der Flamme | heller Theil | unterer Theil |
|---|---|---|---|
| $21{,}9^{mm}$ | 23,5 | 54,45 | 70,85 |

Es übt also der untere, kälteste Theil der Flamme den grössten Einfluss aus.

Geschieht die Unterbrechung in nicht entzündetem Leuchtgas oder Wasserstoff, so findet man ebenfalls eine Zunahme der Schlagweite, die aber etwas kleiner ist, als wenn die Unterbrechung in dem kälteren Theil der Flamme geschieht. Geschieht die Unterbrechung in Luft, Kohlensäure und Ammoniakgas, so verhalten sich die Schlagweiten wie 1 : 1,01 : 1,58; in Luft, Sauerstoff, Stickstoff und Chlor wie 1 : 1,096 : 1,057 : 0,872. Wird die Unterbrechung in bewegter, durch einen Blasebalg fortgetriebener Luft vorgenommen, so wird die Schlagweite grösser, ebenso ist sie, wenn die Unterbrechung unter ruhendem und bewegtem Wasser geschieht, in letzterem Falle bedeutender. — Der Grund dieser Aenderungen möchte derselbe sein, welchen wir schon oben angeführt haben. Die Dauer der Entladung zwischen den getrennten Elektroden des inducirenden Drathes wird vermindert, die Dichtigkeit des Inductionsstromes vermehrt. — Die Verkürzung der Zeit bis zur völligen Unterbrechung des Schliessungskreises durch Einschaltung einer Flamme an der Unterbrechungsstelle kann man auch nachweisen, wenn man die Enden der Leitungsdräthe eines Schliessungskreises, der eine Drathspirale und eine Säule enthält, mittelst Handhaben mit den Händen verbindet. Trennt man die einander berührenden Enden der Leitungsdräthe in einer Flamme, so verläuft der gebildete Extrastrom in kürzerer Zeit, die Erschütterung durch denselben ist stärker, als wenn die Trennung in der Luft vorgenommen wird. Untersucht man aber hierbei die Wirkung der Extraströme für sich am Elektrodynamometer nach der Thl. II, §. 815 angegebenen Methode, so zeigt sich dieselbe gegen die Erwartung bei den verschiedenartigen Unterbrechungen gleich. Ganz entsprechend fand sich bei Untersuchung der inducirten Ströme mittelst des Elektrodynamometers und des Riess'schen Luftthermometers, welches in den Schliessungskreis der Inductionsspirale eingefügt war (welche man in letzterem Fall aus dickerem Drath winden muss), eine fast gleiche elektrodynamische und thermische Wirkung bei Unterbrechung der inducirenden Ströme in der Luft und in der Flamme. Dieselben Erscheinungen zeigten sich, als die Unterbrechung des inducirenden Stromes in der Nähe eines Magnetes geschah, und dadurch dieselbe beschleunigt wurde. Bei Unterbrechung des inducirenden Stromes in der Flamme erwiesen sich dagegen die physiologischen Wirkungen des Inductionsstromes geringer, als bei Unterbrechung in der Luft. Der Grund dieser Erscheinungen liegt wohl in der verschiedenartigen Schliessung des inducirten Stromes bei Beobachtung seiner verschiedenen Wirkungen, wodurch die Rückwirkung auf den inducirenden Kreis gleichfalls geändert wird.

919 In einer ganz anderen Art erreicht man dieselben Zwecke durch Verbindung der Belegungen eines Condensators mit den beiden metallischen Theilen der Unterbrechungsstelle. Derselbe ist zuerst von Fizeau (l. c.) angegeben worden. Er besteht je nach der Construction der übrigen Theile des Apparates aus einem dünnen Glimmerblatt oder einem Stück Wachspapier von etwa 10 Ctm. Länge und 6 bis 8 Ctm. Breite, welches beiderseits nach Art einer Franklin'schen Tafel mit Stanniol belegt ist, oder aus einem langen, z. B. 10 Ctm. breiten, $1^{m}$ langen Streifen von stark gefirnisstem Papier oder Wachspapier, welches beiderseits mit Stanniol belegt ist. Ruhmkorff construirt denselben in der Weise, dass er etwa 20 bis 30 Stanniolblätter von etwa 20 Ctm. Breite und 30 bis 40 Ctm. Länge abwechselnd mit etwas grösseren Blättern von Wachspapier über einander schichtet, so dass die abwechselnden schmalen Enden der auf einander folgenden Stanniolblätter über die entgegengesetzten Seiten der Wachspapiere hinüberragen. Sie werden daselbst umgefaltet und zusammengepresst. Auf diese Weise stellen die Stanniolblätter zwei grosse Metalloberflächen dar, welche durch Wachspapier von einander getrennt sind. Auch kann man, wie in den Apparaten von Stöhrer, eine Anzahl mit einander verbundener Franklin'scher Tafeln von dünnem Glase oder Hartgummi als Condensator verwenden.

Durch die Verbindung der beiden metallischen Punkte, an denen die Unterbrechung des inducirenden Stromes geschieht, mit den Oberflächen des Condensators wird die Dichtigkeit der daselbst bei der Unterbrechung sich aufhäufenden freien Elektricitäten vermindert, indem sie sich auf den Flächen des Condensators ansammeln. Der durch den Oeffnungsfunken eingeleitete, durch jene Elektricitäten gebildete Lichtbogen, welcher sonst noch einige Zeit die Leitung vermitteln würde, kann daher nicht zu Stande kommen. Die Unterbrechung geschieht schneller, der Oeffnungsstrom in der Inductionsspirale entwickelt sich in kürzerer Zeit. Der Oeffnungsfunken wird auf diese Weise geschwächt. Wird dann wiederum der Stromkreis an der Unterbrechungsstelle geschlossen, so entladet sich der Condensator durch dieselbe wieder; man bemerkt daselbst einen starken Funken bei der Schliessung [1]).

Bei der Anwendung des Condensators tritt die Wirkung des Metalls der Spitzen auf die Schlagweite der Funken der Inductionsrolle weniger hervor. Dieselbe betrug u. A. nach Rijke:

| Spitzen von | Platin | Silber | Palladium | Gold | Kupfer | Coaks |
|---|---|---|---|---|---|---|
| ohne Condensator | 13 | 9,2 | 8,1 | 2,3 | 4,7 | 0,5 |
| mit „ | 14 | 13,9 | 13,7 | 13 | 12,5 | 0,9 |

Je kräftiger der Condensator die freien Elektricitäten an der Unterbrechungsstelle bindet, desto mehr vermindert sich die Helligkeit des

1) Vergl. Rijke, Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 67. 1856*; Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 353. 1855*.

Oeffnungsfunkens, desto heller wird aber der bei der nachher folgenden Schliessung stattfindende Entladungsfunken. Daher wird bei sehr schwacher, ebenso wie bei sehr starker Wirkung des Condensators die Helligkeit der einen oder anderen Funken am bedeutendsten sein; bei einer mittleren aber geringer. — Die Entladungsfunken sind namentlich bei kleineren Condensatoren sehr hell und sehr heiss, da dann die Dichtigkeit der auf dem Condensator aufgehäuften Elektricitäten bedeutend ist. Die Hitze dieser Funken kann so bedeutend sein, dass, wenn die Unterbrechung zwischen Platinspitzen geschieht, wie bei Anwendung des Halske'schen Hammers als Interruptor des inducirenden Stromkreises, dieselben zusammengeschweisst werden [1]).

Verbindet man den Condensator durch einen 40 bis $50^{m}$ langen, 920
dünnen (etwa $0{,}5^{mm}$ dicken) Neusilberdrath mit der Unterbrechungsstelle, so wird die Entladungszeit desselben vergrössert und so die Hitze der Funken verkleinert, das Zusammenschweissen der Platinelektroden wird vermieden. Zugleich wird aber auch die Ladungszeit des Condensators gesteigert und seine die Zeitdauer der Inductionsströme verkürzende Wirkung verringert [2]).

Da die beim Aufheben der Leitung des inducirenden Stromes an der Unterbrechungsstelle auftretenden Elektricitäten hauptsächlich in Folge des dabei inducirten Extrastromes sich bilden, so wirkt der Condensator um so kräftiger, je stärker dieser Strom hervortritt; desto grösser muss aber auch seine condensirende Oberfläche sein. Dies ist z. B. der Fall, wenn die Intensität des inducirenden Stromes gross ist und der Drath der inducirenden Rolle eine grosse Länge besitzt. — Ist ferner die Inductionsrolle aus einem sehr langen und dünnen Drath gewickelt, so wirkt der in derselben beim Oeffnen der inducirenden Rolle erzeugte Inductionsstrom auf letztere zurück und erzeugt in ihr einen starken Extrastrom. Auch hier verstärken grosse Condensatoren die Wirkung bedeutender, als kleinere.

Der Condensator wirkt dagegen weniger, wenn die Unterbrechung des inducirenden Stromes sonst schon auf eine andere Art bedeutend beschleunigt ist; so z. B. wenn die Unterbrechung unter Wasser oder Alkohol geschieht (wobei indess doch noch eine Wirkung des Condensators wahrzunehmen ist), oder noch weniger, wenn sie im luftverdünnten Raume vor sich geht.

Wenn auch nach den vorherigen Angaben die Zeit der Bildung der Inductionsströme durch den Condensator verkürzt, ihre in der Zeiteinheit entwickelte elektromotorische Kraft also in demselben Verhältniss gesteigert wird, und ebenso ihre Fähigkeit, Funkenentladungen (namentlich in gewöhnlicher Luft, die einen grösseren Widerstand darbietet als ver-

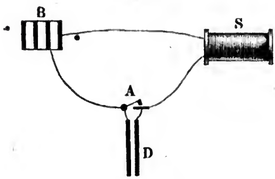
---

1) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 316. 1855*. — 2) Poggendorff, l. c.; vergl. Riess, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 355. 1854*.

dünnte) und physiologische oder mechanische Wirkungen hervorzubringen, verstärkt wird, so ändert die Anwendung desselben selbstverständlich die Gesammtmengen der bei der Oeffnung oder Schliessung des inducirenden Kreises in der Inductionsrolle inducirten elektromotorischen Kraft nicht, da diese in allen Fällen dem völligen Entstehen oder Verschwinden des inducirenden Stromes und des Magnetismus des Eisenkernes entspricht. — Dies kann man auch beobachten, wenn man in den Schliessungskreis der Inductionsrolle ein Galvanometer einschaltet. Bei einmaligem Oeffnen oder Schliessen des inducirenden Stromes erhält man dann in beiden Fällen gleiche Ausschläge, mag der Condensator mit den Elektroden der Unterbrechungsstelle verbunden sein oder nicht [1]).

921 Einen genaueren Einblick in die Wirksamkeit des Condensators erhält man, wenn man die Aenderungen der elektromotorischen Kraft des inducirenden Stromes nicht plötzlich, sondern periodisch vornimmt, so z. B., dass die durch den Interruptor *A* (Fig. 374) und die inducirende Spirale *S* geleiteten Ströme durch eine Magnetelektrisirmaschine *B* erregt werden [2]). *D* sei der mit den Contactstellen des Interruptors verbundene Condensator. Wir werden dann die elektromotorische Kraft des inducirenden Stromes gleich $M n \cos nt$ setzen können, wo $n$ der Drehungswinkel in der Zeiteinheit, $t$ die Beobachtungszeit ist. (Bei Anwendung einer Magnetelektrisirmaschine wäre $M \sin t$ das jedesmalige magnetische Moment des Ankers.)

Fig. 374.




Es sei der Widerstand in *B* und *S* zusammen gleich *R*, das Potential der Spirale *S* auf sich selbst gleich *P*, die variable Intensität in derselben $I_0$, die Capacität des Condensators gleich *C*, und die Differenz der elektrischen Potentiale seiner beiden Belegungen gleich $\Phi$. Es sei endlich der Widerstand des Interruptors *A* gleich *r*, die variable Stromintensität in demselben gleich $I_r$. Dann ist im Kreise *D A*

$$I_r \,.\, r = \Phi.$$

Zugleich steigt die Ladung des Condensators in jeder Zeiteinheit um

$$C \frac{d\Phi}{dt} = I_0 - I_r.$$

In dem Kreise *B S D* ist ebenso

---

1) Vergl. Poggendorff l. c. — 2) Maxwell, Phil. Mag. [4] Vol. XXXV, p. 360. 1868*.

$$Mn \cos nt + P \frac{dI_0}{dt} + \Phi = I_0 R$$

in welcher Gleichung wir

$$I_0 = A \cos (nt + \alpha)$$

setzen können, wo $A$ und $\alpha$ Constante sind. Werden diese aus den früheren Gleichungen eliminirt, so ist

$$A^2 = \frac{M^2 n^2 (1 + C^2 r^2 n^2)}{r^2 \{(1 - PCn^2)^2 + R^2 C^2 n^2\} + 2Rr + R^2 + P^2 n^2}.$$

Setzen wir hier zuerst $r = 0$, ist also der Condensator durch Schliessung des Interruptors aus dem primären Inductionskreis ausgeschaltet, so ist

$$A^2 = \frac{M^2 n^2}{R^2 + P^2 n^2} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 1)$$

Ist $r = \infty$, also der Interruptor geöffnet und der Condensator in den Kreis eingefügt, so ist

$$A^2 = \frac{M^2 n^2}{R^2 + \left(Pn - \frac{1}{Cn}\right)^2} = \frac{M^2 n^2}{R^2 + P^2 n^2 + \frac{1}{C^2 n^2} - 2\frac{P}{C}} \quad . \quad . \quad 2)$$

In der ersten Gleichung kommt $C$ nicht vor; der Condensator hat also bei Schliessung des Interruptors auf die Intensität des Stromes $I_0$ und ihre Aenderungen keinen Einfluss. Beim Oeffnen vergrössert seine Einschaltung den Werth $A_1$, wenn $CPn^2 > 1$ ist. Es muss also hierzu die Capacität des Condensators $C$ oder das Potential $P$ der inducirenden Spirale auf sich selbst gross genug sein oder die Aenderung der elektromotorischen Kraft des stromerregenden Apparates schnell genug erfolgen, $n$ also genügend gross sein.

Den Maximaleffect erhält man, wenn $CPn^2 = 1$, also $A = \frac{Mn}{R}$ ist.

Die Steigerung der Intensität in der inducirenden Spirale wirkt selbstverständlich auf die in der Inductionsspirale inducirten Ströme zurück [1]).

Dass in der That auf diese Weise eine Verstärkung der Intensität des Stromes in der inducirenden Spirale beim Oeffnen des Interruptors durch den Condensator eintritt, hat u. A. Grove [2]) gezeigt. Verband er die Pole der Inductionsrolle einer Magnetisirmaschine mit der primären Spirale eines Ruhmkorff'schen Apparates, während der Interruptor desselben geöffnet, also der Condensator mit der primären Spirale direct verbunden ist, so erhielt er von der Inductionsspirale des Ruhmkorff'schen Apparates starke Funken, nicht aber, wenn der Interruptor geschlossen, der Condensator also ausgeschaltet ist. Analog muss sich die

---

[1]) Eine Theorie der Wirkung der einzelnen Theile des Inductoriums ist auch von Börnstein, Pogg. Ann. Bd. CXLVII, S. 481. 1872* gegeben worden. — [2]) Grove, Phil. Mag. [4] T. XXXV, p. 184. 1868*.

Wirkung des Condensators bei der Magnetisirung von Stahlnadeln verhalten [1]).

922 Ueber den Verlauf der Ströme des Inductors mit und ohne Anwendung des Condensators hat auch Thalen [2]) einige Versuche angestellt. Er schloss oder öffnete den inducirenden Kreis eines Poggendorff-Stöhrer'schen Inductoriums, indem er in ein Gefäss, in welches ein mit dem einen Pol der Säule verbundener verticaler Drath hineingesenkt war, aus einem anderen Gefäss Quecksilber mit einer bestimmten Geschwindigkeit einfliessen oder dasselbe aus dem ersten Gefäss ausfliessen liess. Das Quecksilber war mit dem anderen Pol der Säule verbunden. Bei anderen Versuchen wurde die Unterbrechung durch ein Pendel bewirkt, welches bei verschieden weiten Elongationen vermittelst einer Hebelvorrichtung einen Messingcylinder von einem anderen, mit seiner Axe gegen die des ersteren senkrecht gerichteten Messingcylinder mit verschiedener Schnelligkeit abhob. Vermittelst der Methode von Weber (§. 256) durch gleichzeitige Beobachtung des Elektrodynamometers und Galvanometers fand er hierbei das Verhältniss der Dauer des Oeffnungs- und Schliessungsinductionsstromes u. A. wie 1 : 1,237, das Verhältniss der mittleren Intensitäten wie 1,235 : 1, während ihre Gesammtintensitäten (die Ausschläge des Galvanometers durch beide Ströme) gleich sind. Je schneller die Oeffnung erfolgt, desto kürzer ist die Dauer des Inductionsstromes. Findet hierbei statt der Oeffnung und Schliessung nur eine Veränderung der Stromintensität durch Ein- und Ausschalten einer Nebenschliessung statt, so ist die Dauer und mittlere Intensität beider Ströme fast gleich und ganz mit den Berechnungen des §. 788 u. flgde. übereinstimmend. Befindet sich neben der inducirenden Spirale noch eine in sich geschlossene Spirale, so verzögern sich beide Inductionsströme und vermindert sich ihre mittlere Intensität entsprechend. — Eisenkerne verzögern die Dauer der Ströme, namentlich des Oeffnungsstromes, wogegen namentlich die mittlere Intensität des Schliessungsstromes steigt. — [Bei den Versuchen von Rijke (§. 815 u. 816) ergab sich das umgekehrte Resultat, dort war indess den Extraströmen stets zu ihrer Entwickelung eine geschlossene Bahn geboten, die hier beim Oeffnen des Kreises fehlt.]

Ein mit dem Interruptor verbundener Condensator vergrössert ebenfalls die Dauer der Inductionsströme, namentlich indess für den Schliessungsstrom, während die mittlere Intensität des Oeffnungsstromes steigt. Die Unterbrechung des Stromes im Alkohol, Terpentinöl z. B. bei Trennung zweier fester Metallelektroden in demselben ändert kaum die Zeitdauer der Ströme und ihre mittlere Intensität. Nur wenn, wie beim Herausheben und Eintauchen einer Stahlspitze in Quecksilber unter Al-

---

[1]) Vgl. auch Strutt, Phil. Mag. [4] Vol. XXXIII, p. 9. 1869*; Vol. XXXIX, p. 428. 1870* — [2]) Thalen, Oefvers af. K. Vetensk. Acad. Förhandl. 1860. p. 57*; Fortschr. der Physik, 1863, S. 475*; vergl. auch Pogg. Ann. Bd. CXII, S. 125. 1861*.

kohol u. s. f. die Oeffnung und Schliessung durch die Adhäsion des Quecksilbers an die Stahlspitze und die Wellenbewegungen desselben unter mehrfacher Wiederherstellung und Unterbrechung des Stromes geschieht, erscheint die Dauer des Extrastromes verlängert.

Die Wirkungen des beschriebenen Inductionsapparates unterscheiden 923
sich hierdurch wesentlich von denen der Magnetelektrisirmaschinen. Bei den letzteren geht die Annäherung und Entfernung der rotirenden, mit den Inductionsrollen umwickelten Anker zu und von den Polen des Magnetes mit stets gleicher Geschwindigkeit vor sich. Die dem Auftreten und Verschwinden des Magnetismus in den Ankern entsprechenden inducirten Ströme, welche eine entgegengesetzte Richtung haben, besitzen daher nicht nur eine gleiche Gesammtintensität, sondern es werden auch die in correspondirenden Zeiteinheiten in beiden Fällen inducirten Elektricitätsmengen, ebenso wie auch die Dichtigkeiten der abwechselnd an dem einen oder anderen Ende der Inductionsspirale angehäuften Mengen positiver und negativer Elektricität einander gleich.

Anders verhält es sich bei dem zuletzt beschriebenen elektromagnetischen Inductionsapparate. Bei diesem bildet sich bei der Schliessung des inducirenden Stromes in der inducirenden Spirale ein geschlossener Kreis, in welchem sich der Anfangsextrastrom entwickelt, wobei zugleich die Magnetisirung des Eisenkernes verzögert wird. Bei der Schliessung wird also die elektromotorische Kraft während einer längeren Zeitdauer inducirt, sie ist in jeder Zeiteinheit kleiner. Beim Oeffnen des inducirenden Stromes bildet sich dagegen kein solcher geschlossener Kreis, die Unterbrechung des inducirenden Stromes geschieht plötzlich, der Oeffnungsstrom in der inducirenden Spirale verfliesst schnell, was auch noch durch die besonderen, oben beschriebenen Hülfsmittel befördert wird; der hierbei inducirte Oeffnungsstrom in der Inductionsspirale entwickelt sich in sehr kurzer Zeit; er besitzt also bei gleicher Gesammtintensität in der Zeiteinheit eine grössere elektromotorische Kraft oder „Spannung" als der Schliessungsstrom.

Verbindet man daher zunächst die Enden der Inductionsrolle unmittelbar mit einander und schaltet in ihren Schliessungskreis ein Galvanometer ein, so zeigt dasselbe die durch die abwechselnde Wirkung der entgegengesetzt gerichteten Oeffnungs- und Schliessungsströme verursachte doppelsinnige Ablenkung. — In einem Voltameter werden durch diese Ströme Sauerstoff und Wasserstoff an beiden Elektroden entwickelt; aus Jodkaliumkleister wird ebenso beiderseits Jod abgeschieden [1]).

Schaltet man aber zwischen die Enden der Inductionsrolle einen Körper von sehr grossem Widerstand ein, verbindet man sie z. B. mit

[1]) Für diese Zwecke hat man auch die Richtung der Inductionsströme gleich zu machen gesucht, indem man mit dem Interruptor noch einen eigenen Commutator verband. Die nähere Einrichtung dieses noch wenig angewandten Apparates von Heidenreich s. Pogg. Ann. Bd. XCVII, S. 275. 1856*.

zwei kleinen Metallplatten, zwischen die man ein Stück trockenes Fliesspapier gelegt hat, so zeigt das in den Stromkreis der Inductionsrolle eingeschaltete Galvanometer eine stetige Ablenkung nach der einen Seite, welche angiebt, dass nur der beim Oeffnen der Hauptrolle inducirte Strom durch die Papierschicht hindurchgegangen ist [1]).

Aehnliche Unterschiede ergeben sich, wenn die von den Enden der Inductionsrolle ausgehenden Dräthe in einiger Entfernung in der Luft oder in verdünnter Luft einander gegenüberstehen. Auch hier kann hauptsächlich nur der Oeffnungsstrom unter Funkenbildung übergehen; ein in den Stromkreis eingeschaltetes Galvanometer zeigt jetzt die diesem letzteren entsprechende Ablenkung.

924 Schaltet man neben einer sehr langen Drathrolle in den Schliessungskreis des Inductoriums ein elektrisches Ei (s. w. u.) und ein Galvanometer ein, so sinkt bei Einschieben von Eisendrathbündeln in die Drathrolle die Stromintensität bedeutend und die Lichterscheinung im Ei nimmt ab.

Es muss also in der Drathrolle beim Entstehen des Inductionsstromes ein Gegen- (Extra-) strom inducirt worden sein, der seine mittlere Intensität schwächt und durch die Eisendrathbündel verstärkt wird.

Schiebt man dagegen in die Drathrolle eine zweite geschlossene Drathrolle, so wird auch in dieser ein Strom durch den entstehenden Inductionsstrom inducirt, der auf die umliegende Spirale rückwirkend den Gegenstrom in derselben schwächt.

Diese Erscheinungen scheinen auf der Bildung der §. 838 erwähnten Extraströme zu beruhen, welche die Inductionsströme in den in ihren Kreis eingeschalteten Drathrollen induciren, da alle Ursachen, die die Bildung der Extraströme verstärken (Eisendrathbündel, Verlängerung der eingeschalteten Drathrolle u. ff.), die mittlere Intensität, also auch die Spannungsdifferenz des Inductionsstromes an den Elektroden des elektrischen Eies vermindern, und so nur ein geringerer Theil der Elektricitäten zwischen denselben übergeht und umgekehrt [2]). (Vgl. auch §. 927.)

925 Um stärkere Wirkungen, als durch einen einzelnen Inductionsapparat, zu erzielen, leitet Foucault [3]) den Strom einer Säule in zwei Zweigen durch die inducirenden Rollen zweier Ruhmkorff'schen Apparate neben einander, und unterbricht dieselben durch zwei Interruptoren, die beide durch denselben Strom bewegt werden. Die Inductionsrollen werden hinter einander verbunden.

Auf diese Weise wirken die Interruptoren gleichzeitig, und die Wirkung der Inductionsströme, z. B. bei der Funkenentladung, ist sehr bedeutend erhöht. Dabei vermehren sich die Wirkungen der Extraströme

---

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 309. 1855*. — [2]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. CXXI, S. 307. 1864*. — [3]) Foucault, Compt. rend. T. XLII, p. 215. 1856*.

in den einzelnen Maschinen nicht, wie wenn sie hinter einander zu einem, nur durch einen Interruptor unterbrochenen Kreise, also gewissermaassen zu einer grösseren Maschine verbunden wären. Es wächst also, wenn man die Inductionsrollen der Apparate hinter einander verbindet, die elektromotorische Kraft proportional der Zahl der Maschinen. — Bei Anwendung von mehr als zwei Maschinen bieten sich indess in der Verbindung derselben manche Schwierigkeiten dar.

Werden die primären inducirenden Rollen zweier Inductionsapparate *A* und *B* hinter einander verbunden, die Inductionsrollen aber getrennt gelassen, und aus der Rolle von *A* Funken gezogen, so wird, wenn die Rolle von *B* ungeschlossen bleibt, der Funkenstrom durch Einschiebung eines Drathbündels in *B* geschwächt, er tritt aber in früherer Stärke hervor, wenn man die Inductionsrolle von *B* metallisch schliesst.

Umgekehrt, werden die inducirenden Rollen von *A* und *B* neben einander verbunden, so verstärkt die Einschiebung des Eisenbündels in *B* die Funken der Inductionsrolle in *A* und die metallische Schliessung der Inductionsrolle von *B* hebt die Verstärkung auf.

Der Grund liegt hier in dem, beim Oeffnen der inducirenden Spirale entstehenden Extrastrom, welcher den Verlauf des Inductionsstromes der inducirten Spirale verzögert, indem er noch anwächst, während der inducirende Strom aufhört. Bei Hintereinanderverbindung der inducirenden Rollen beider Apparate wird dieser Extrastrom verstärkt, wenn man in die inducirende Spirale von *B* einen Eisenkern einlegt, und so wird die Funkenbildung durch die Inductionsströme von *A* geschwächt. Sind aber die Apparate neben einander verbunden, so fliesst der Extrastrom der inducirenden Spirale *B* in der Spirale *A* dem in letzterer inducirten Extrastrome entgegen, schwächt ihn und verstärkt so die Funkenwirkung. Wird die Inductionsspirale von *B* metallisch geschlossen, so inducirt der in ihr entstehende Strom rückwärts in der inducirenden Spirale von *B* einen dem inducirenden entgegengerichteten Strom, so dass in allen Fällen hierdurch die Wirkung des Drathbündels in derselben vermindert wird[1]).

Verbindet man die neben einander liegenden Rollen eines und desselben, in verschiedene Abtheilungen getheilten Inductoriums neben einander, so erreicht man dasselbe, wie bei der Verbindung der Elemente einer Säule neben einander, eine Verminderung des wesentlichen Widerstandes mit entsprechender Schwächung der elektromotorischen Kraft.

---

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 332. 1855*.

Fünftes Capitel.

# Spannungserscheinungen und Funkenentladung der Inductionsströme.

## I. Spannungserscheinungen an Inductionsspiralen.

926 Versucht man auf irgend eine Weise in einer, aus einem langen dünnen Drath gewundenen Inductionsspirale, deren Enden nicht mit einander verbunden sind, Inductionsströme zu erregen, sei es, indem man einen Magnet der Spirale abwechselnd nähert und denselben von ihr entfernt, sei es, dass man durch eine in die Inductionsspirale hineingesteckte inducirende und mit Eisendrathbündeln gefüllte Spirale einen unterbrochenen Strom leitet, so beobachtet man, da die Elektricitäten nach beiden Enden der Spirale bewegt werden, an den isolirten Enden der Inductionsspirale Zeichen der Anhäufung von freier Spanungselektricität.

Indirect ist diese Erscheinung von E. du Bois-Reymond [1]) durch die Zuckungen eines Froschpräparates nachgewiesen worden.

Verbindet man den Nerv eines präparirten Froschschenkels mit dem einen Ende eines Inductionskreises und leitet entweder den Schenkel oder das andere Ende des Kreises zum Erdboden ab, so zuckt jedesmal der Schenkel, wenn durch irgend ein Mittel in dem Kreise eine elektromotorische Erregung inducirt wird, die bei völliger Schliessung einen Inductionsstrom in ihm erregen würde. Diese Zuckungen treten auch ein, wenn der Nerv unterbunden oder durch einen feuchten Papierstreif mit dem Ende des metallischen Leiters verbunden wird. Sie zeigen sich, mag nun der Inductionsstrom durch eine doppelte Drathrolle mit oder ohne Eisendrathbündel oder eine Magnetelektrisirmaschine erzeugt werden. E. du Bois-

[1]) E. du Bois-Reymond, Fortschritte der Physik 1845. S. 538*. Untersuchungen Bd. I, S. 429*.

Reymond bezeichnet diese Zuckungen mit dem Namen der unipolaren Inductionszuckungen.

Sind beide Enden des Inductionskreises sehr vollständig isolirt, so tritt keine Zuckung des Froschschenkels ein.

Da ein Froschschenkel einige Zeit nach dem Tode vorzüglich bei dem Beginn eines in seinem Nerven absteigenden, und auch bei dem Aufhören eines in demselben aufsteigenden Stromes zuckt, nicht aber, oder sehr viel schwächer beim Aufhören des absteigenden und Beginn des aufsteigenden Stromes, so kann ein solcher Schenkel zur Bestimmung der Richtung der Elektricitätsbewegung in der geöffneten Inductionsspirale dienen. Es ergiebt sich dann, dass die Bewegungen der freien Elektricitäten nach den Enden des ungeschlossenen Inductionskreises hin dieselben sind, welche bei völliger Schliessung des Kreises den jedesmal in ihm inducirten Strom hervorrufen würden.

Werden die Enden des Inductionskreises durch einen schlechten Leiter, z. B. einen $30^{mm}$ langen Streifen von feuchtem Fliesspapier, verbunden, und wird der Nerv des Froschschenkels auf irgend eine Stelle des Streifens gelegt, so zuckt der Muskel stets, da der Inductionsstrom einen Theil des Nerven direct durchfliesst. Wird der Nerv aber zwischen dem Muskel und dem Papierstreifen unterbunden, so zuckt der Muskel nur bei Ableitung des Schenkels. Ein geeignetes Froschpräparat zeigt dann in der Halbirungslinie der Länge des Papierstreifens keine Zuckung, und zwei solche Präparate, auf beide Hälften desselben gelegt, zucken abwechselnd bei Umkehrung der Richtung des Inductionsstromes, und zwar um so stärker, je weiter ihre Nerven von der Halbirungslinie entfernt sind. Es wird hierdurch nachgewiesen, dass auch auf dem Schliessungskreise des Inductionsstromes eine Vertheilung der freien Elektricität stattfindet, welche der in dem Schliessungskreise einer Hydrosäule völlig analog ist. (Vergl. Theil I, §. 100 und folgende.)

Die Ansammlung freier Elektricität an den Enden der Inductions- 927
rolle eines Inductoriums beim Oeffnen und Schliessen des inducirenden Stromes lässt sich direct, z. B. mittelst des Elektroskopes zeigen. Verbindet man die Enden der Inductionsrolle eines Inductoriums durch eine wenige Zolle lange, mit angesäuertem Wasser befeuchtete Hanfschnur, so kann man ebenfalls mittelst des Elektroskops beim Oeffnen des inducirenden Stromes auf ihrer Oberfläche freie Elektricitäten nachweisen. Indess schon längere gerade oder zickzackförmige Dräthe ($30^{m}$ eines $0{,}66^{mm}$ dicken Platindrathes), welche zu dieser Verbindung gebraucht werden, zeigen diese Ladung nicht mehr. Verbindet man dagegen die Enden der Inductionsrolle eines Inductoriums unter Einschaltung langer Drathrollen (von 100 bis $150^{mm}$ Kupferdrath von $0{,}66^{mm}$ Dicke, der weniger als die Hälfte des Widerstandes jenes Platindrathes hat) metallisch mit

---

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. CXXI, S. 307. 1864*.

einander, so zeigt der Schliessungdrath bedeutende Spannungserscheinungen, man kann aus demselben Funken ziehen u. s. f. Diese Spannungserscheinungen treten nur beim Oeffnen der inducirenden Spirale auf. Durch ein Elektroskop kann man bei Einschaltung zweier Drathrollen nachweisen, dass die Ladung des Drathes an der Seite des für den Oeffnungsstrom positiven Poles des Inductoriums positiv, an der entgegengesetzten Seite negativ ist; in der Mitte sich aber ein Indifferenzpunkt befindet. Bei Einschaltung von Eisendrathbündeln in die Rolle nehmen die Spannungserscheinungen zu. An Stelle der eingeschalteten Drathrolle kann man einen Theil der Inductionsrolle des Inductoriums selbst verwenden, indem man nur die inducirende Rolle mit dem Eisenkern aus derselben ein Ende herauszieht. Bei metallischer Verbindung der Enden der Inductionsrolle durch einen Drath erscheint auf denselben freie Elektricität, die beim Einschieben der inducirenden Rolle wieder verschwindet.

Auch wenn man zwei gleiche Inductorien (die beiden äusseren Abtheilungen eines dreitheiligen Inductoriums) entgegengesetzt mit einander verbindet, geben die Verbindungsdräthe Funken. Bei gleichsinniger Verbindung erscheinen sie nicht.

Verbindet man zwei Inductorien von verschiedener Grösse entgegengesetzt mit einander und lässt nur je eines von ihnen wirken, so ist die freie Spannung grösser, wenn das kleinere erregt wird und also das grössere nur als eingeschaltete Drathrolle dient.

Sehr deutlich zeigen sich diese Erscheinungen in verdünnter Luft.

Wird z. B. das Inductorium durch eine besondere Drathrolle und einen unter der Glocke der Luftpumpe bogenförmig ausgespannten Schliessungsdrath geschlossen und die Luft evacuirt, so wird die Ladung des letzteren sichtbar; er leuchtet hell auf und sendet Lichtstrahlen gegen die Glocke, namentlich, wenn sie dem Drath gegenüber mit Stanniolstreifen beklebt ist. Dabei ist indess das Leuchten des Drathes unstet und das Licht wechselt oft seine Stelle. Einlagen von Eisendrathbündeln in die Drathrolle steigern auch hier die Lichterscheinung. Besonders hell erscheint das Licht, wenn man ausserhalb der Glocke den Kreis des Inductionsstromes noch an einer Stelle unterbricht, an der Funken überschlagen.

Diese starken Spannungserscheinungen sind jedenfalls durch den Extrastrom bedingt, welcher in den in den Schliessungskreis des Inductoriums eingeschalteten Rollen erzeugt wird und dem ursprünglichen Inductionsstrom entgegengerichtet ist. (Vgl. §. 924.)

Bei Verbindung der Pole der Inductionsrolle mit den Belegungen einer Leydner Flasche nimmt das Leuchten in Folge der verminderten Spannung an dem Drath ab.

Man kann die Spannungserscheinungen auf der Oberfläche des geschlossenen Inductionskreises auch in der Weise zeigen, dass man die Enden der Inductionsrolle eines Ruhmkorff'schen Apparates durch einen verhältnissmässig sehr langen Drath schliesst, und nun zwei Punkte des-

selben mit den beiden Spitzen eines Funkenmikrometers verbindet. Während bei Verbindung der Enden der Inductionsrolle selbst mit letzteren die Schlagweite durch Einschaltung jenes langen Drathes kaum abnimmt, vermindert sie sich immer mehr, je näher die Ableitungspunkte des Drathes zum Mikrometer an einander liegen [1]).

Die freien Elektricitäten an den Enden der geöffneten Inductionsspi- 928
rale sind ferner direct von Masson und Breguet und namentlich von Sinsteden nachgewiesen worden.

Masson und Breguet [2]) haben zu ihren Versuchen eine aus zwei gleichen Kupferdräthen von je $650^m$ Länge gewundene Doppelspirale verwendet. Durch einen Commutator, ähnlich wie die Theil I, §. 84 beschriebenen, wurde durch den einen Drath der Spirale abwechselnd der Strom einer starken Säule geleitet und derselbe geöffnet. Die Enden des anderen Drathes, in welchem bei diesem Verfahren abwechselnd gerichtete Ströme inducirt wurden, konnten mit den Belegungen eines Condensators in Verbindung gesetzt werden. Durch einen zweiten Commutator, welcher auf dieselbe Axe, wie der im Stromkreise des inducirenden Stromes befindliche, aufgesetzt war, konnte bewirkt werden, dass nur die bei der Oeffnung oder nur die bei der Schliessung des inducirenden Stromes inducirten Ströme zu dem Condensator gelangten.

Wurde, während das eine Ende des inducirten Drathes fest mit der oberen Belegung des Condensators verbunden war, das andere Ende der unteren Belegung des letzteren genähert, so sprangen Funken über. Die im Condensator angehäuften Elektricitäten entsprachen völlig der Richtung des inducirten Stromes. — Die bei der Schliessung des primären Stromes inducirten Ströme zeigten viel schwächere Ladungen, als die Oeffnungsströme.

Wurde eine inducirende Spirale $AB$ mit einer zweiten, geöffneten Inductionsspirale $A_1 B_1$ umgeben, die Verbindung der correspondirenden Enden $A$ und $A_1$ oder $B$ und $B_1$ mit den Händen durch Handhaben hergestellt und nun der Stromkreis von $AB$ geöffnet, so erhielt man keine Erschütterung; wohl aber, wenn man die Enden $A$ und $B_1$ oder $A_1$ und $B$ mit den Händen verband. Diese Enden würden auch, in Folge des Inductionsstromes in $AB$ und des Extrastromes in $A_1 B_1$, den Belegungen eines Condensators entgegengesetzte Ladungen ertheilen können.

Lässt man die Enden des inducirten Drathes der §. 910 und flgde. 929
beschriebenen elektromagnetischen Inductionsapparate isolirt von einander, so giebt jedes Ende des inducirten Drathes für sich mit dem Finger berührt einen Funken, welcher seine elektrische Ladung bekundet; ist das eine Ende abgeleitet, so ist der Funken, welchen man aus dem isolir-

[1]) Koosen, Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 212. 1859*. — [2]) Masson und Breguet, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. IV, p. 129. 1842*.

ten Ende ziehen kann, viel stärker, indem jedesmal die durch die Induction in der inducirten Spirale erzeugte elektromotorische Kraft, wie in einem gewöhnlichen Hydroelement, die Differenz der elektrischen Dichtigkeiten an beiden Enden der Inductionsspirale constant erhält.

Berührt man nach Sinsteden [1]) bei einem Inductionsapparat, dessen Inductionsspirale aus vielen über einander liegenden, je ihrer ganzen Länge nach gewundenen Windungsreihen besteht, das äusserste Ende der obersten Windungsreihe der Inductionsspirale und irgend eine Stelle der inducirenden Spirale oder des in ihr liegenden Eisenkernes mit den Händen, so erhält man einen Schlag, indem die Elektricität, welche am inneren, der inducirenden Spirale und dem Eisenkern zunächst liegenden Ende der inducirten Spirale angehäuft ist, jedesmal die ungleichnamige Elektricität in dem ihr benachbarten Körper bindet und die gleichnamige frei macht, welche sich dann mit der ungleichnamigen Elektricität des äusseren Endes der inducirten Spirale ausgleicht. Verbindet man dagegen das innere Ende der inducirten Spirale mit jenen Stellen durch die Hände, so kann man keinen Schlag erhalten, da beiderseits gleichnamige Elektricitäten angehäuft sind. — Nur wenn die inducirende Spirale lang ist, und beim Oeffnen derselben in ihr Extraströme entstehen, die ihre Enden mit entgegengesetzten Elektricitäten laden, kann man bei Verbindung des einen oder anderen ihrer Enden mit dem inneren Ende der inducirten Spirale eine Erschütterung wahrnehmen.

Auch als Sinsteden zwischen die inducirende und inducirte Spirale ein Stanniolblatt zwischenschaltete, welches zwischen zwei stark gefirnisste Papierblätter eingelegt war, und um die inducirte Spirale gleichfalls erst ein gefirnisstes Papierblatt und dann ein Stanniolblatt wickelte, erhielt er, als beide Stanniolbätter mit zwei isolirten, einander gegenüberstehenden Drathspitzen verbunden waren, zwischen denselben beim abwechselnden Oeffnen und Schliessen des inducirenden Stromes eine Reihe von lebhaften Inductionsfunken, indem die an den Enden der Inductionsspirale angehäuften Elektricitäten in den Stanniolblättern die entgegengesetzten Elektricitäten durch Influenz vertheilten, und die ihnen gleichnamigen Elektricitäten derselben durch die Spitzen sich ausglichen.

**930** Auch an der Magnetelektrisirmaschine hat Sinsteden [2]) Spannungserscheinungen dargethan. Er isolirte den Magnet einer starken Saxton'schen Maschine mittelst untergelegter Gummiplatten, bedeckte die Pole des Magnetes und den Anker mit Wachstaffent und Schellack, und stellte gleichfalls die Federn, welche auf dem mit den Enden der Inductionsrollen verbundenen Commutator schleiften, auf drei Zoll hohe, mit Schellack lackirte Glasfüsse. Die Federn waren, wie bei dem Stöhrer'schen Apparat, gespalten, so dass der Strom in der zwischen ihnen eingeschal-

[1]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXIX, S. 361. 1846*; Bd. LXXXV, S. 465. 1852*. — [2]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXIX, S. 353. 1846*.

teten Leitung stets gleiche Richtung behielt. Ein Galvanometer bestimmte diese Richtung. Es wurde nun ohne directe Verbindung der Federn ein an der einen derselben befestigter Metallknopf isolirt, und der mit der anderen verbundene Metallknopf mit einem Elektroskop berührt. Dasselbe zeigte an dem als positiver Pol der Inductionsspirale dienenden Knopf positive, an dem anderen Knopf negative Elektricität. Bei der Ableitung des einen der beiden Knöpfe zeigte der andere eine viel bedeutendere Ladung als vorher. — Auch der Stahlmagnet der Maschine hatte eine, der Elektricität des nicht abgeleiteten Knopfes gleichnamige Ladung erhalten, indem die in jenem Knopf angehäufte Elektricität im Magnet eine ihr entsprechende Menge ungleichnamiger Elektricität zu sich hinzog und dagegen eine ebenso grosse Menge gleichnamiger Elektricität in Freiheit setzte.

Wurde durch eine geeignete Federverbindung bewirkt, dass zunächst die Inductionsspiralen in sich geschlossen, dann aber in einem bestimmten Moment geöffnet wurden, in welchem sich also in ihnen ein Oeffnungsextrastrom bilden würde, so zeigten in diesem Moment die mit ihren Enden verbundenen Metallknöpfe viel stärkere Spannungserscheinungen, und schon jeder derselben für sich gab, selbst wenn der andere isolirt blieb, Funken und physiologische Wirkungen. Auch der Stahlmagnet zeigte bedeutendere Spannungen.

Wurden beide Knöpfe unter einander metallisch verbunden, so zeigte sich an dem Apparate gar keine freie Spannungselektricität.

## II. Funkenentladung.

Wir haben schon Thl. I, §. 702 u. flgde. auseinandergesetzt, dass 931
sich beim Schliessen einer gewöhnlichen galvanischen Säule nur bei sehr grosser elektromotorischer Kraft derselben ein Schliessungsfunken beobachten lässt, dagegen eher ein Oeffnungsfunken bei Oeffnen des Schliessungskreises zu erhalten ist, und dass der Grund dieser Erscheinungen in der relativ sehr geringen Spannungsdifferenz an den Polen der Säule liegt. Bei einer Inductionsrolle indess, in welcher zwar im Ganzen nicht allzu bedeutende Elektricitätsmengen bewegt werden — die durch die Inductionsströme eines Inductoriums zersetzten Wassermengen sind relativ klein —, in welcher aber die in einer **sehr kurzen** Zeit bewegten Elektricitäten sehr bedeutend sind, also an den Enden der Rolle sehr grosse Spannungsdifferenzen hervorrufen, kann eine Durchbrechung von Gasschichten durch die Entladung viel leichter auftreten. Es bieten somit die schnell auf einander folgenden Funkenentladungen des Inductoriums ein geeignetes Mittel zur Untersuchung des elektrischen Funkens in **qualitativer** Beziehung dar. In **quantitativer** Beziehung sind die Phänomene sehr complicirt, da nach Anhäufung der Elektricitäten an den Enden der Inductionsrolle, während ein Theil der Elektricität im Fun-

ken übergeht, rückwärts durch die Spirale sich ausgleichende und alternirende Ströme auftreten können, die wiederholte und gleichfalls alternirende Funkenentladungen hervorrufen können und die Erscheinungen in hohem Grade verwickeln.

932 Wir betrachten deshalb die Entladung zwischen Elektroden, die durch eine Gasschicht getrennt sind, zuerst für den einfachsten Fall, dass die Elektricitäten den Elektroden in einem gleichmässigen Strome zugeführt werden, wie z. B. durch eine Elektrisirmaschine [1]). Wir trennen dabei die zwei Fälle:

1) dass nur das Gas zwischen den Elektroden wesentlich allein an der Entladung der Elektricitäten Theil nimmt;

2) dass neben der Gasentladung auch Theilchen der Elektroden bei der Entladung losgerissen werden und die Entladung in sehr kurz dauernden, die Gasentladung durchziehenden helleren Funken vermitteln.

Beide Arten der Entladung sind nicht vollständig zu scheiden, da die letztere Funkenentladung meist, wenn auch mehr oder weniger deutlich, die erstere Entladung begleitet.

## 1. Gasentladung.

933 Zur genaueren Analyse der Gasentladung müssen wir das Verhalten der Entladungen betrachten, wenn dieselben zuerst in stark verdünnten und dann immer mehr verdichteten Gasen übergehen. Es kann hierzu folgender Apparat verwendet werden.

In einer Hülle von Messing *A*, Fig. 375, von etwa 12$^{\text{ctm}}$ Durchmesser und 16$^{\text{ctm}}$ Länge sind durch zwei Tubuli *B* und *C* zwei Glasröhren eingekittet, durch welche zwei Dräthe hindurchgehen, die im Inneren zwei gleich grosse, kugelförmige Elektroden von etwa 3 bis 5$^{\text{mm}}$ Durchmesser tragen. Die Dräthe sind durch die isolirten Quecksilbernäpfe *J* und *K* und durch gleich lange und dicke, isolirte Dräthe mit den beiden Conductoren einer Holtz'schen Maschine verbunden. Durch die an der Messinghülle angebrachte Röhrenleitung *FG* kann die Hülle luftleer gemacht und sodann durch Hahn *G* mit einem beliebigen Gase gefüllt werden. Durch zwei diametral in der Hülle gegenüber liegende Fenster *D* kann die Entladung beobachtet werden [2]).

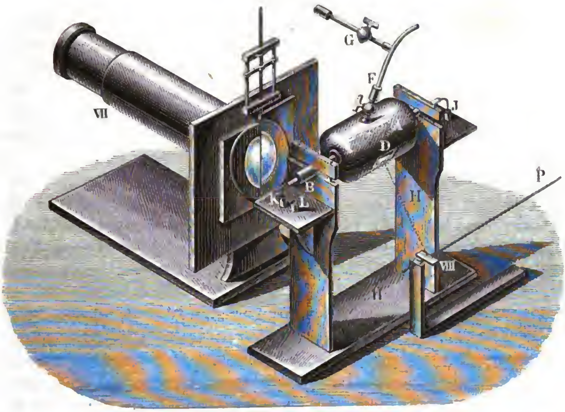
Wird zuerst das Gas, z. B. Luft, auf 1 bis 2$^{\text{mm}}$ Druck verdünnt, und die Elektricitätsquelle in Thätigkeit gesetzt, so bieten die zwischen den

[1]) Wir geben in den folgenden Paragraphen von diesen Erscheinungen, die zum grossen Theil mehr in das Gebiet der Reibungselektricität gehören, nur einen dem Zweck des Werkes entsprechenden Ueberblick, ohne eine vollständige Erledigung des Gegenstandes zu beabsichtigen.

[2]) In Betreff der in den folgenden Paragraphen 932 bis 936 und 940 angeführten Versuche und Erklärungen s. G. Wiedemann u. R. Rühlmann, Math.-phys. Ber. d. K. Sächs. Gesellsch. d. Wissensch. 1871, 20. Oct.*; Pogg. Ann. Bd. CXLV, S. 235 u. 364. 1872*.

Kugeln übergehenden Entladungen folgende Erscheinung dar, welche der von Faraday [1]) beschriebenen dunkelen Entladung analog ist.

Fig. 375.




Von der vorderen Fläche der positiven Elektrode geht die Entladung in Form eines leuchtenden Konoïds aus zu der negativen Elektrode hin. Je kleiner der Druck ist, desto grösser wird die Stelle der Elektrode, welche als Ausgangspunkt der leuchtenden Entladung dient desto mehr verbreitet sich dieselbe gegen die negative Elektrode, von der sie durch einen ganz dunkeln Raum getrennt ist. Bei höheren Drucken erscheint die positive Entladung nur wie eine feine Lichtlinie; der dunkele Raum wird kleiner mit wachsendem Druck.

Die negative Elektrode ist, wenn ihr Durchmesser klein ist, bei sehr geringen Drucken ganz von blauem Glimmlicht bedeckt, welches aus zwei durch einen dunkleren Raum getrennten Schichten besteht. Dasselbe zieht sich bei stärkeren Drucken immer mehr gegen die vordere Fläche der Elektrode zusammen, besitzt daselbst aber stets eine grössere Ausbreitung, als die positive Entladung an der positiven Elektrode. Bei niederen Drucken zeigt schon der directe Anblick der Entladungen, besser noch die Zerlegung ihres Lichtes durch einen Spectralapparat, dass nur das Gas selbst an der Entladung Theil nimmt; die leuchtenden Spectrallinien der glühenden Metalle der Elektroden treten nicht auf.

In Stickstoff und in der Luft, wo das blaue Glimmlicht sehr bedeutend von der röthlich leuchtenden, positiven Entladung durch die äussere

---

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XIII, §. 1544. 1838*; vergl. auch Riess, Reibungselektricität. Bd. II, S. 142 u. flgde*.

Farbenerscheinung unterschieden ist, zeigt sich bei letzterer das volle Stickstoffspectrum zweiter Ordnung (Wellenspectrum), während das Glimmlicht nur 3 Linien zeigt, welche zwar nicht mit den hellsten Linien des gewöhnlichen Stickstoffspectrums übereinstimmen, indess doch in demselben ebenfalls sich vorfinden. Es ist dies ein Beweis, dass das an der Entladung theilnehmende Gas an der positiven Elektrode eine höhere Temperatur besitzt, als an der negativen, da es bekannt ist, dass mit abnehmender Temperatur einzelne helle Linien des Spectrums schneller an Intensität verlieren, als andere. — Bei anderen Gasen, Sauerstoff, Wasserstoff zeigen die Lichterscheinungen an beiden Elektroden dieselben Spectra, nur mit verschiedener Intensität.

934 Lässt man vor den Entladungen einen Spiegel um eine, der Verbindungslinie der Elektroden parallele Axe rotiren und betrachtet die Entladungen darin, so ergiebt sich, dass mit abnehmendem Druck die Abstände der einzelnen Entladungsbilder kleiner werden.

Indess erfolgt schon bei sehr geringen Drucken ($^1/_2$ bis $^1/_4$$^{mm}$) die Ueberführung der continuirlich entwickelten Elektricität der Holtz'schen Maschine zwischen den Elektroden stets durch einzelne discontinuirliche Entladungen. — Die einzelnen Bilder der zwischen den Elektroden übergehenden Entladungen sind ganz scharf und einfach, durch dunkele Zwischenräume von einander getrennt; sie erscheinen nicht breiter als die Entladung selbst und sind nicht von kleineren Partialentladungen begleitet. Bei etwas höheren Drucken ($5^{mm}$ und mehr) zeigen sie sich als ganz scharf gezeichnete Lichtlinien. Nur das Bild des Glimmlichtes an der negativen Elektrode erscheint bei sehr schwachen Drucken in der Richtung der Drehung zuweilen ein wenig verlängert, ohne dass indess die einzelnen Bilder einander berühren. Es dauert dann also an der negativen Elektrode die mit Glimmlicht übergehende Entladung etwas länger an, als die von der positiven Elektrode ausgehende Entladung. Hiernach finden in den vorliegenden Fällen continuirliche elektrische Entladungen im luftverdünnten Raum nicht statt, und zur Erzeugung jeder solcher Entladung ist eine bestimmte, endliche Spannungsdifferenz erforderlich.

935 Die Beobachtung der Entladungen im rotirenden Spiegel bietet zugleich ein Mittel, die zu jeder Einzelentladung erforderlichen Elektricitätsmengen zu messen. Da indess in Folge der Unregelmässigkeiten der Erregung der Elektricitäten bei jeder Drehung der Scheibe der Holtz'schen Maschine die Abstände der Bilder der einzelnen Entladungen hierbei unregelmässig erscheinen, so kann man den rotirenden Spiegel *VIII*, Fig. 375, auf die Axe der Maschine selbst aufsetzen und nun in demselben durch ein Fernrohr *VII* die in dem Entladungsapparat *A* stattfindenden Entladungen beobachten. Der Linearabstand derselben ergiebt sich, wenn man das Objectivglas jenes Fernrohrs durch einen Vertical-

schnitt in zwei Hälften theilt und die eine Hälfte des Glases durch eine mit Maassstab und Nonius versehene Schraubenvorrichtung so lange verschiebt, bis die in jener Glashälfte beobachtete Hälfte des Entladungsbildes gerade um den Linearabstand zweier Entladungen verschoben ist, das Bild der Gesammtentladung also wie vor der Verschiebung der Glashälfte erscheint. Die Zahl der in der Zeiteinheit erfolgenden Entladungen ist dann dem Abstand der Bilder umgekehrt proportional. Wird zugleich die Elektricitätsmenge gemessen, welche die Elektricitätsquelle während der Zeiteinheit liefert, indem man die Leitungsdräthe derselben nach Loslösung des Entladungsapparates mit einem Spiegelgalvanometer verbindet, dessen Multiplicator aus Kupferdrath mit dickem Kautschuküberzug besteht, so kann man durch Division dieser Menge durch die Zahl der Entladungen die in jeder Entladung zwischen den Elektroden übergeführte Elektricitätsmenge bestimmen.

Beispielsweise führen wir nur folgende, für trockene und kohlensäurefreie Luft geltenden Bestimmungen an, bei denen $J$ die Stromintensität, $y$ den (doppelten) Abstand zweier Entladungsbilder bezeichnet. Es sind denselben die Resultate beigefügt, welche erhalten wurden, wenn einmal die positive Kugel zur Erde abgeleitet, die negative mit der Elektrisirmaschine verbunden war, und dann umgekehrt die negative Kugel abgeleitet war.

| Druck $p$ | $J$ | Beide Kugeln isol. $y$ | | | $J=40$ | Posit. Kugel abgeleitet $y$ | | Neg. Kugel abgeleitet $y$ | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | I. | II. | Mittel | | I. | $J=40$ | I. | $J=40$ |
| 15,2 | 39 | 4,3 | 4,8 | 4,5 | 4,1 | 5,9 | 5,8 | 7,6 | 7,6 |
| 23,8 | 40,5 | 6,0 | 6,1 | 6,1 | 5,9 | 7,2 | 7,3 | 10,2 | 10,2 |
| 37,6 | 41 | 7,5 | 7,5 | 7,5 | 7,7 | 8,2 | 8,4 | 13,4 | 13,7 |
| 54,7 | 40,5 | 9,1 | 9,1 | 9,1 | 9,2 | 10,1 | 10,2 | 16,2 | 16,4 |
| 67,7 | 40 | 10,0 | 10,3 | 10,1 | 10,0 | 11,6 | 11,6 | 19,4 | 19,4 |
| 81,1 | 39,5 | 11,7 | 12,0 | 11,1 | 11,8 | 12,4 | 12,3 | 21,3 | 21,5 |

Die Curven Fig. 376 u. 377 (a. f. S.) geben den Gang der Erscheinung 936
für verschiedene Gase, wenn beide Elektroden isolirt mit der Elektrisirmaschine verbunden waren oder die negative abgeleitet war. Die Abscissen bezeichnen den Druck in Millimetern, die Ordinaten den Abstand der einzelnen Entladungsbilder.

Aus diesen und ähnlichen Versuchen folgt:

Die Elektricitätsmengen, welche zur Entladung zwischen zwei Elektroden, welche durch eine constante Elektricitätsquelle geladen werden, erforderlich sind, sind von der Natur des Metalls der Elektroden unabhängig, so lange nur das Gas an der Entladung Theil nimmt.

Mit wachsendem Druck nehmen diese Elektricitätsmengen erst schneller, dann langsamer zu. Von etwas höheren Drucken ($20^{mm}$ Quecksilber)

Fig. 376.

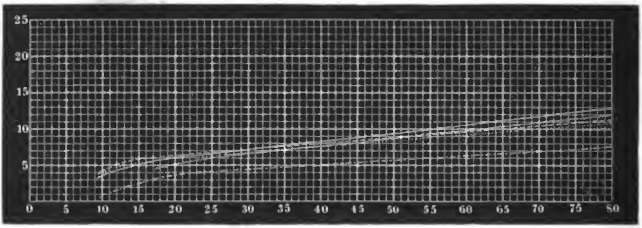
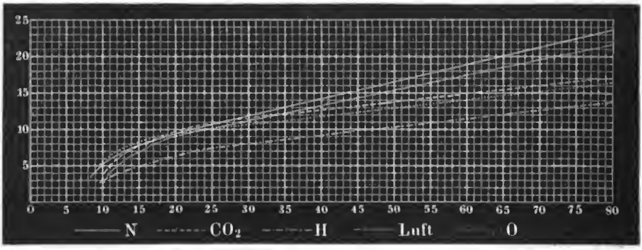



Fig. 377.




an wachsen sie proportional der Zunahme des Druckes. Dieselben sind bei etwas höheren Drucken der Reihe nach grösser für Wasserstoff, Sauerstoff, Kohlensäure, Luft, Stickstoff.

Bei Ableitung der positiven Elektrode sind die zu einer Entladung erforderlichen Elektricitätsmengen etwas grösser, als wenn beide Elektroden isolirt mit der Elektrisirmaschine verbunden sind; bei Ableitung der negativen Elektrode sind dieselben noch sehr viel grösser, als bei Ableitung der positiven Elektrode.

Bei grösseren Abständen zweier ungleich grossen, kugelförmigen Elektroden ist die zur Erzeugung einer Entladung erforderliche Elektricitätsmenge kleiner, wenn die grössere Kugel als positive Elektrode, wie wenn sie als negative Elektrode verwendet wird. Dabei nähert sich bei zunehmender Entfernung der Elektroden die zu einer Entladung erforderliche Elektricitätsmenge bald einem Maximum, wenn die grössere Kugel positiv ist; dagegen steigt sie bedeutend an, wenn die grössere Kugel als negative Elektrode dient.

Aus den oben angeführten Versuchen lässt sich unmittelbar ableiten, dass zur Einleitung einer Entladung in der Gasschicht an der positiven Elektrode ein grösseres Potential auf die

**auf der Flächeneinheit aufgehäufte Elektricität erforderlich ist, als an der negativen Elektrode**[1]).

---

[1]) Es mögen die Entladungen zwischen zwei kugelförmigen Elektroden von den Radien $r$ und $R$ stattfinden, deren Verbindungsdräthe mit der Elektrisirmaschine zu vernachlässigen seien. Der Abstand der Mittelpunkte beider Kugeln sei $L$. Bei Ladung der Kugeln mit den (entgegengesetzten) Elektricitätsmengen $e$ und $E$ ist das Potential in den auf der Verbindungslinie der Mittelpunkte liegenden, einander zugekehrten Punkten der Oberfläche der Kugeln am grössten. Ist $L$ gegen $r$ und $R$ relativ gross, so sind die absoluten Werthe der Potentiale auf die daselbst auf der Flächeneinheit angehäuften Elektricitäten annähernd:

$$v = \frac{e}{4r^2\pi}\left(\frac{e}{r} + \frac{E}{L}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

$$V = \frac{E}{4R^2\pi}\left(\frac{E}{R} + \frac{e}{L}\right).$$

Sind die Kugeln gleich gross, also $r = R$, sind die ihnen zugeführten Elektricitätsmengen $e = E$, so sind die Potentiale beide

$$v = \pm\frac{e^2}{4r^2\pi}\left(\frac{1}{r} + \frac{1}{L}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

Jenachdem für beide Elektricitäten ein gleiches Potential erforderlich ist, um an den mit ihnen geladenen Elektroden eine Entladung einzuleiten, oder für die eine ein kleineres Potential ($a$), als für die andere ($A$), wird an jener Kugel allein oder an beiden zugleich die Entladung beginnen, wenn die Ladung $e$ so gross ist, dass $v = a$ wird.

Ist die eine der beiden Kugeln zur Erde abgeleitet, die andere allein mit der positiven oder negativen Elektricitätsquelle verbunden, so wird die erstere nur durch Influenz elektrisch. Bei einer Ladung der nicht abgeleiteten Kugel mit der Elektricitätsmenge $e$ wird die abgeleitete durch Influenz mit der Elektricitätsmenge $\frac{e}{n}$ geladen, wo $n > 1$. Da die Fernewirkung beider Elektricitäten die gleiche ist, so müssen wir annehmen, dass der Vertheilungscoëfficient $n$ derselbe bleibt, mag nun die Elektricität $e$ positiv oder negativ sein. Die Potentiale auf die Elektricität auf der Flächeneinheit werden dann: auf der isolirten Kugel

$$V = \frac{e^2}{4r^2\pi}\left(\frac{1}{r} + \frac{1}{nL}\right); \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

auf der abgeleiteten Kugel

$$v = \frac{e^2}{4r^2\pi}\left(\frac{1}{n^2r} + \frac{1}{nL}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3a)$$

Auf letzterer ist also das Potential kleiner. Wäre nun zur Einleitung einer Entladung für die positive und negative Elektricität dasselbe Potential erforderlich, so würde jedenfalls, wäre die positive Elektrode isolirt mit der Elektricitätsquelle verbunden und die negative abgeleitet, oder umgekehrt, jedesmal die Entladung bei gleicher Elektricitätszufuhr beginnen. Der Versuch beweist das Gegentheil; es muss also jenes Potential für beide Elektricitäten verschieden sein.

Nehmen wir beispielsweise an, dass das zur Einleitung einer Entladung an der positiven Elektrode erforderliche Potential $a_+$ kleiner sei, als das zur Einleitung der Entladung an der negativen Elektrode erforderliche $A_-$. Ist dann zuerst die positive Elektrode $P$ isolirt mit der Elektricitätsquelle verbunden, die negative $N$ abgeleitet, so wird bei wachsender Elektricitätszufuhr $P$ früher die zur Erreichung des Potentials $a_+$ nöthige, positive Elektricitätsmenge $e_+$ erhalten, als $N$ die zur Erreichung des grösseren Potentials $A_-$ erforderliche grössere negative Elektricitätsmenge. Die Entladung wird beginnen, wenn die Elektrisirmaschine die Elektricitätsmengen $\pm e_+$ geliefert hat. Ist umgekehrt die negative Elektrode $N$ mit der Elektrisirmaschine verbunden, $P$ abgeleitet, so wird erstens, um $N$ mit dem zum Beginnen einer Entladung erforderlichen Potential $A_-$ zu versehen, eine Elektricitätsmenge $e_- > e_+$ der Elektrode zugeführt werden müssen. Könnte zweitens hierbei die abgeleitete Elektrode $P$ eher das zur Ent-

937 Auch erklären sich bis zu einem gewissen Grade die verschiedenen Erscheinungen an beiden Elektroden.

1) Sind die elektrischen Abstossungskräfte, welche die an der Oberfläche der Elektroden befindlichen Elektricitäten antreiben, durch stärkere Ladung der Elektroden so bedeutend geworden, dass die Hindernisse, welche ihrer Fortführung entgegenstehen, durch dieselben überwunden werden, so müssen die elektrischen Massen sich sogleich mit einer grösseren, jenen Hindernissen entsprechenden, endlichen Geschwindigkeit von den Elektroden fortbewegen. Es wäre möglich, dass sich hierbei die Elektricitäten in den Gasen von Theilchen zu Theilchen fortpflanzen. Es könnte auch sein, dass die an der Metallelektrode elektrisirten Gastheilchen von derselben fortgetrieben würden, dann auf entferntere Gastheile stiessen und diesen ihre Bewegung und Elektricität mittheilten. Es könnten endlich die von der Elektrode fortgetriebenen Gastheilchen mit der in ihnen enthaltenen Elektricität durch das umgebende Medium auf grössere Entfernungen mit einer so grossen Geschwindigkeit, dass dieselben einer bis zum Leuchten gesteigerten Temperaturerhöhung der Gasmoleküle entsprächen, fortgeschleudert werden. Indess erscheint die letztere Ansicht als die wahrscheinlichere. Es spricht für dieselbe erstens das Auftreten jenes Luftstromes, welcher von einer positiv elektrischen Spitze ausgeht, und ferner der Umstand, dass die bei höheren Drucken losgerissenen, glühen-

---

ladung erforderliche Potential $a_+$ erreichen, als $N$ das grössere Potential $A_-$, so müsste $N$ hierzu doch eine grössere Elektricitätsmenge $e_-' > e_+$ zugeführt werden, da $P$ jetzt nur durch Vertheilung elektrisirt wird. In allen Fällen müsste also unter unserer Annahme bei Ableitung der positiven Elektrode von der Elektrisirmaschine zur Einleitung einer Entladung eine grössere Elektricitätsmenge geliefert werden, als bei Ableitung der negativen Elektrode. Die Versuche beweisen, dass gerade im Gegentheil bei Ableitung der positiven Elektrode eine zwar etwas grössere Elektricitätszufuhr als bei isolirter Verbindung beider Elektroden mit der Elektrisirmaschine (da die Influenzwirkung kleiner ist), aber eine viel kleinere Ladung als bei Ableitung der negativen Elektrode zur Einleitung der Entladung erforderlich ist. Hieraus folgt obiger Satz.

Dasselbe Resultat ergiebt sich bei den Entladungsversuchen zwischen verschieden grossen Elektroden. Bei etwas bedeutenderen Abständen $L$ ihrer Mittelpunkte ist nach den Formeln (1) bei gleicher Ladung mit den Elektricitäten $\pm e$ das Potential auf der kleineren Kugel grösser als auf der grossen; es wird auf ihr bei geringerer Ladung das zur Erzeugung einer Entladung erforderliche Potential erreicht sein, als auf der grossen. Ist nun, wie wir oben gefunden, das zur negativen Entladung nöthige Potential $a_-$ kleiner, als das zur positiven Entladung nöthige ($A_+$), so würde, wenn zuerst die kleine Kugel negativ ist, auf ihr schon viel eher bei wachsender Elektricitätszufuhr das Potential $a_-$ erreicht sein, als das grössere Potential $A_+$ auf der grösseren Kugel. Ist die grosse Kugel negativ, so müssen wir, um auf derselben das Potential $a_-$ oder auf der kleineren Kugel das Potential $A_+$ zu erreichen, derselben eine grössere Elektricitätsmenge zuführen, als vorher. Die Versuche stimmen mit diesen Ableitungen völlig überein und bestätigen somit den oben ausgesprochenen Satz.

Bei kleineren Entfernungen der grossen und kleinen Kugel von einander kann sich durch die Influenzwirkung die elektrische Vertheilung auf ersterer so änderen, dass auf der der kleinen Kugel gegenüberliegenden Stelle das Potential einen sehr grossen Werth erhält. Dann kann sich durch diesen secundären Einfluss, wie die Versuche zeigen, obiges Verhältniss der, vor jeder Entladung zugeführten Elektricitätsmengen scheinbar umkehren.

den Metalltheilchen bei wachsendem Drucke und damit steigender elektrischer Spannung sich immer weiter als hellleuchtendes Büschel, zugleich mit der im Gase auftretenden Entladung, nach der negativen Elektrode hin ausbreiten.

2) Wir wollen zuerst den Fall betrachten, dass nur die eine Elektrode direct elektrisirt wird, die andere aber weit entfernt, sehr gross und abgeleitet ist. Dann ist das Potential der Elektricitäten auf die Einheit der Oberfläche der abgeleiteten Kugel verschwindend klein; das zur Einleitung einer Entladung nöthige Potential wird stets auf der elektrisirten Kugel zuerst erreicht werden. Es bedarf, wenn die Elektrode positiv geladen wird, eines grösseren Potentiales, also einer grösseren Kraft zum Eintritt einer Entladung, als wenn sie negativ geladen ist, mithin muss die Bewegung der Elektricität selbst oder der mit Elektricität geladenen Gastheilchen von der Elektrode fort mit grösserer Anfangsgeschwindigkeit vor sich gehen, wenn die Elektrode positiv ist, als wenn sie negativ ist.

Es würde hiernach die Entladung in gleicher Zeit weiter von der positiv geladenen Elektrode fortschreiten, als von der negativen. Bei gleicher Elektricitätszufuhr würden wir an der positiven Elektrode seltenere, aber weiter in die Umgegend sich sichtbar ausbreitende, an der negativen häufigere, aber auf die nähere Umgebung der Elektrode beschränkte Entladungen wahrnehmen.

Um ein Beispiel für die Verschiedenheit dieser Geschwindigkeiten zu geben, wählen wir die Entladungen zwischen zwei gleich grossen Kugeln in der Luft. Bei $81{,}1^{mm}$ Druck würden sich die zu einer Entladung erforderlichen Elektricitätsmengen bei Ableitung der positiven und negativen Kugel z. B. wie $12{,}3 : 21{,}7 = 1 : 1{,}76$ verhalten. Die Potentiale auf die auf der Einheit der Oberfläche der Elektroden angehäuften Elektricitäten verhalten sich demnach wie $1 : (1{,}76)^2 = 1 : 3{,}13$. Wird die auf der Oberfläche angehäufte Luft bei der Entladung fortgetrieben, so müssen ihre Anfangsgeschwindigkeiten in demselben Verhältniss stehen [1]).

---

1) Plücker (Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 89. 1859*) nahm in Folge seiner Versuche über die Einwirkung des Magnetes auf die elektrische Entladung (s. w. u.) an, dass nur die positive Elektricität sich zur negativen Elektrode hinbewegt. Dieselbe Ansicht benutzt Reitlinger (Sitzungsber. d. Wiener Akad. Bd. XLI, S. 1 u. 369. 1860*; vergl. auch v. Waltenhofen, Pogg. Ann. Bd. CXXVIII, S. 589. 1866*) zur Erklärung des Lullin'schen Versuchs und der Lichtenberg'schen Figuren im Gegensatz zu der a. f. S. 2. Satz erwähnten Theorie von Riess (Pogg. Ann. Bd. LXIX, S. 1. 1846. Polemik zwischen Reitlinger (Wiener Ber. Bd. XLIII, S. 531), und Riess (Abh. d. Berl. Akad. 1861. S. 32, und Pogg. Ann. Bd. CXIV, S. 219). v. Bezold nimmt bei seinen Untersuchungen über die Lichtenberg'schen Figuren (Pogg. Ann. Bd. CXL, S. 145, 541. 1870*; Bd. CXLIV, S. 337. 526. 1871*) an, dass bei der Bildung derselben, analog wie beim Ausströmen einer Flüssigkeit aus engen Röhren in grössere Horizontalflächen derselben und umgekehrt, bei der positiven Entladung eine Bewegung gegen den Zuleiter hin, bei der negativen vom Zuleiter gegen die Peripherie hin stattfinde. Vergl. eine Zusammenstellung der Versuche über die Lichtenberg'schen Figuren v. Kuhn, Jahresber. d. K. K. Oberrealschule am Schottenfelde zu Wien 1873*. Die weitere Ausführung dieses Gegenstandes liegt ausser dem Bereich dieses Werkes.

Hierdurch dürfte sich unmittelbar der wesentliche Unterschied der verschiedenen Formen der Entladungen im luftverdünnten Raum, der positiven Büschelentladung und des negativen Glimmlichtes, erklären lassen.

Der so oft gebrauchte Ausdruck, dass die positive Elektricität leichter aus den elektrisirten Körpern ausströmt, als die negative, ist demnach nicht richtig. Auch wird man nicht mehr die leichtere Ausbreitung der positiven Elektricität, wie man aus früheren Erfahrungen geschlossen, nur einem secundären Einfluss der negativen Elektrisirung der an der negativen Elektrode vorbeigetriebenen, wasserhaltigen Luft zuschreiben dürfen; um so weniger als die Unterschiede der entgegengesetzten Entladungen sich in ganz gleicher Weise auch in sorgfältigst getrockneten, jedenfalls kein condensirtes Wasser enthaltenden Gasen zeigen, die nach Faraday's Versuchen beim Vorbeiströmen an festen Körpern keine elektrische Ladung zeigen.

Würde nur die an der Stelle des Maximalpotentials angehäufte Elektricität bei der Entladung fortgeführt werden, so bliebe in den Elektroden noch der grösste Theil der Ladung zurück, während sie sich doch in der That dabei mehr oder weniger vollständig entladen. Indess entsteht nach dem Beginn der Entladung an jener Stelle ein luftverdünnter Raum, zu welchem von der Seite her die Luft nicht eben so schnell zuströmen und daselbst die früheren Verhältnisse herstellen kann, wie sich die Elektricitäten wiederum nach den elektrostatischen Gesetzen auf der Elektrode anordnen. Es wird daher das Potential derselben an der ersten Stelle noch genügen, um auch in der verdünnteren Luft daselbst eine weitere Entladung zu vermitteln.

Würde ferner in dem eben betrachteten Falle der Entladungen die Fortführung der Elektricität mit den Gastheilchen mit unendlicher Geschwindigkeit stattfinden, so könnte die Entladung nur von der einen Stelle der Elektrode ausgehen, wo das Potential der Elektricitäten ein Maximum ist. Flieht aber die Luft mit geringerer Geschwindigkeit, so kann ihre Elektricität auf die elektrische Vertheilung in der Elektrode zurückwirken. Es wird dann auch den in der Nähe des Maximalpunktes des Potentials gelegenen Stellen der Elektroden, während die elektrisirte Luft in der Nähe derselben verweilt, eine so grosse Elektricitätsmenge zugeführt werden, dass auch von ihnen die elektrisirte Luft, unmittelbar nach der ersten Entladung an dem Maximalpunkte, fortgetrieben wird. Je geringer die Anfangsgeschwindigkeit des bewegten Gases ist, desto mehr muss diese Erscheinung hervortreten. Wir bemerken, entsprechend diesen Betrachtungen, namentlich an der negativen Elektrode eine weitere Ausbreitung des Glimmlichtes, als an der positiven, wo die Entladung von einem kleineren Theile der Oberfläche ausgeht.

3) Es seien ferner zwei gleiche Elektroden einander gegenübergestellt und beide isolirt mit den Zuleitern der Elektrisirmaschine verbunden. Dann sind die Potentiale auf ihnen gleich; der Unterschied der

Ladungen beider Elektroden bei begonnener Entladung wird nicht so bedeutend sein, als in dem vorher betrachteten Falle. Beginnt nun die Entladung an der negativen Elektrode, so schreitet dieselbe nur mit geringer Geschwindigkeit zur positiven Elektrode vor; und so kann in der Zeit, in der die elektrische Luft in der Nähe der negativen Elektrode verweilt, die Ladung in beiden Elektroden noch so weit anwachsen, bis auch an dem vordersten Punkte der positiven Elektrode das zur Erzeugung der Entladung nöthige Potential erreicht ist und daselbst eine büschelförmige Luftentladung eintritt. In dieser Zeit wächst dann die Ladung der neben der vordersten Stelle der negativen Kugel liegenden Theile noch so stark an, dass auch von ihnen die Glimmentladung ausgeht. Wenn ferner bei geringerem Druck der Luft eine schwächere Ladung der Elektroden zur Erzeugung der Entladung genügt, und dann auch die Luft mit geringerer Geschwindigkeit fortgetrieben wird, so breitet sich auch hierbei das Glimmlicht auf der negativen, das Büschellicht auf der positiven Elektrode weiter aus. Diese Erscheinung wird dadurch befördert, dass bei der schwächeren Ladung der Elektroden auch die absoluten Differenzen der an ihren einzelnen Stellen angehäuften Elektricitätsmengen kleiner sind. Liefert demnach die Elektricitätsquelle in gleichen Zeiten gleiche Elektricitätsmengen, so würde bei schwächeren Drucken schon hierdurch in der Nachbarschaft des Ortes des Maximalpotentials schneller eine zur Erzeugung einer Entladung genügende Dichtigkeit hervorgerufen werden, als bei stärkeren Drucken. Dem entsprechend haben wir schon oben erwähnt, dass man an der Verbreiterung der Bilder der negativen Elektrode im rotirenden Spiegel bei sehr geringen Drucken eine kurze Zeitdauer der Entladung daselbst beobachten kann. Aus demselben Grunde vermindert sich bei stark abnehmendem Druck die Verschiedenheit der Lichterscheinungen an beiden Elektroden.

In Folge der grösseren Geschwindigkeit der von der positiven Elektrode ausgehenden Entladung, der kleineren Geschwindigkeit der von der negativen Elektrode ausgehenden treten die bewegten elektrisirten Luftmassen in der Nähe der negativen Elektrode zusammen. Die von einer kleineren Stelle ausgehende positive, mehr zusammengedrängte Luft scheint sich dabei auf der von einer grösseren Fläche ausgehenden negativen auszubreiten (ähnlich wie ein Wasserstrom auf einer ruhenden Wasserfläche); die fortschreitende Bewegung der Luftmassen geht verloren, sie mischen sich und gleichen ihre Elektricitäten in dem dunkelen Raum aus, in welchem keine bestimmte Strömung der Elektricität mehr wahrzunehmen ist. Dem entsprechend konnte de la Rive (s. w. u.) von zwei von der Seite her in den dunkelen Raum eines weiten Geissler'schen Rohres eingesenkten Platinplatten keine oder nur schwache derivirte Ströme zu einem Galvanometer ableiten, während er solche Ströme sogleich erhielt, als er die Stromesrichtung umkehrte, so dass die Platinplatten in die positive Entladung gelangten. Je langsamer die Entladungen einander folgen, mit um so grösserer Geschwindigkeit also die Ströme der

elektrisirten Gase in der Nähe der negativen Elektrode zusammentreffen, desto schmaler muss entsprechend der dunkele Raum werden; und dies tritt in der That bei vermehrter Dichtigkeit der Gase ein.

4) Mit dieser Erklärungsweise stimmt die äussere Erscheinung der Entladungen zwischen zwei Elektroden überein, wenn sie beide isolirt mit der Elektrisirmaschine verbunden sind, oder die eine von ihnen abgeleitet ist. Ist z. B. die positive Elektrode eine grössere Kugel von 13,8, die negative Elektrode eine kleinere Kugel von $2,6^{mm}$ Durchmesser, so geht bei einem Druck von etwa $35^{mm}$ die positive Entladung von einer kleinen Fläche der ersteren aus, verjüngt sich ein wenig gegen die negative Elektrode hin und breitet sich gegen letztere bis zu dem schmalen, dunkelen Raum wieder aus. Wird die grosse positive Kugel zur Erde abgeleitet, so bedarf es zur Erzeugung der Entladung einer grösseren Elektricitätsmenge; in demselben Verhältniss ist der Unterschied der Dichtigkeit der Elektricität auf den einzelnen Stellen der kleineren Kugel von der Axe an bedeutender, daher zieht sich das Glimmlicht auf eine kleinere Fläche zusammen. Auf der grösseren Kugel, die nur durch Influenz elektrisirt ist, sind die Dichtigkeitsdifferenzen rings um die Axe kleiner; es breitet sich die positive, weniger leuchtende, bläuliche Entladung weiter über ihre Oberfläche aus; sie dehnt sich nebelartig gegen die negative Elektrode aus, erst sich ein wenig verjüngend, dann wieder verbreiternd. Die beschleunigenden Kräfte treiben nämlich die elektrisirten Lufttheilchen anfangs convergirend zur kleineren Elektrode hin, dann aber breiten sie sich wieder aus, theils durch ihre gegenseitige Abstossung, theils beim Zusammentreffen mit der annähernd in Kugelschalen sich ausbreitenden, negativ elektrischen Luft. Wird dagegen die negative Kugel zur Erde abgeleitet, so bedarf die positive Kugel zur Erlangung des zu einer Entladung erforderlichen Potentials wiederum einer grösseren Elektricitätsmenge, als ohne Ableitung, die absoluten Differenzen der Dichtigkeiten von dem vordersten Punkt an nach hinten sind grösser, die Entladung findet von einer kleineren Stelle statt und ist schmaler. Dagegen breitet sich das Glimmlicht auf der negativen Elektrode weiter aus in Folge der zur genügenden Ladung der positiven Elektrode erforderlichen längeren Zeit.

Bei umgekehrter Verbindung der beiden Elektroden mit den Polen der Elektrisirmaschine zeigen sich im Allgemeinen die analogen Verhältnisse, nur treten die Unterschiede bei der Ableitung weniger deutlich hervor.

Ganz besonders auffallend zeigt sich das verschiedene Verhalten der Entladungen an den Elektroden, wenn man die eine derselben durch eine ebene Metallfläche von Blech oder Quecksilber ersetzt.

Auf den Teller der Jolly'schen Luftpumpe wurde eine kreisrunde, sorgfältig polirte Metallplatte von $40^{mm}$ Durchmesser gelegt, welche durch die Metallröhren der Pumpe mit der Holtz'schen Maschine verbunden werden konnte. Ueber dieselbe wurde eine oben tubulirte Glas-

glocke von $60^{mm}$ Weite und $90^{mm}$ Höhe gesetzt, in deren Tubulus ein mit einem Glasrohr bekleideter Metallstab eingesetzt wurde, der etwa $15^{mm}$ oberhalb der Metallplatte eine Messingkugel von etwa $3,8^{mm}$ Durchmesser trug.

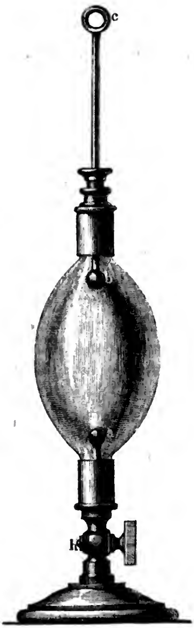
Wurde die Luft in der Glocke bis auf etwa $20^{mm}$ Quecksilberdruck evacuirt und die Kugel durch den sie tragenden Stab mit dem negativen, die Metallplatte mit dem positiven Aufsaugekamm der Holtz'schen Maschine verbunden, so leuchtete die Kugel auf ihrer ganzen Oberfläche mit bläulichem Glimmlicht, welches dieselbe sehr deutlich in zwei concentrischen, durch eine dunklere Schicht von einander getrennten Kugelschalen umgab. Auf der positiven Platte bildete die von den Stellen, an denen das Potential genügend gross war, fortgetriebene, positiv elektrisirte, von allen Seiten der negativen Elektrode zuströmende Luft einen röthlich leuchtenden, gegen die negative Kugel hin ansteigenden Berg, der von derselben durch einen dunklen Raum getrennt war. — Ist die Kugel positiv, so geht von ihr die positive Entladung in einem leuchtenden, sich nach der Seite der negativen Elektrode etwas verbreitenden Büschel aus, und, ähnlich wiederum, wie beim Auftreffen eines Wasserstrahls auf eine Wasserfläche letztere concav eingebogen wird, so lagert sich nun auch das Glimmlicht auf der negativen Platte in einer schönen blauen Schale, welche in der Mitte von der Platte durch einen sehr schmalen Raum getrennt ist und mit ihren Rändern sich nach oben erhebt. Sie ist durch einen dunkelen Raum von der ihr parallelen, unteren Begrenzung des positiven Büschels getrennt. Mit zunehmendem Druck werden die Phänomene auf der Platte in immer engere Gränzen zusammengedrängt, da dann die Dichtigkeit der Elektricität auf derselben immer grösser, die absoluten Unterschiede der Ladung von der Mitte nach den Seiten hin immer bedeutender werden.

Die Entladung der Inductionsrolle eines Inductoriums durch eine 938
verdünnte Gasschicht z. B. in dem oben beschriebenen Entladungsapparat, entspricht ganz den eben angeführten Erscheinungen. Da indess die Ströme des Inductoriums abwechselnd gerichtet sind, so geht bei einem gewissen Abstand der Elektroden, falls nicht der Schliessungsstrom zu langsam verläuft, also die Elektricitäten durch denselben in zu geringer Dichtigkeit an den Elektroden angehäuft werden, die Entladung der abwechselnd gerichteten Oeffnungs- und Schliessungsströme auch in abwechselnder Richtung zwischen den Elektroden über. Es erscheint daher an beiden Elektroden in schneller Aufeinanderfolge Büschellicht und Glimmlicht. Betrachtet man die Entladung in einem Spiegel, der um eine der Verbindungslinie der Elektroden parallele Axe rotirt, so wird sie in einzelne Bilder zerlegt, die abwechselnd an derselben Elektrode Glimmlicht oder Büschellicht zeigen.

Zur Anstellung dieser Versuche kann man sich des sogenannten „elektrischen Eies“ bedienen. Eine längliche Glaskugel (Fig. 378 a. f. S.)

ist auf zwei gegenüberliegenden Stellen tubulirt. Auf den einen Tubulus ist eine Stopfbüchse gekittet, durch die ein Metallstab *cb* auf und nieder geschoben werden kann, welcher im Inneren der Glaskugel eine Metallkugel *b* trägt. Auf den anderen Tubulus ist eine Messingfassung aufgekittet, welche einen zweiten Metallstab mit einer Kugel *a* trägt. Ausserhalb ist an der Fassung ein Hahn *h* angebracht, vermittelst dessen die Glaskugel auf die Luftpumpe aufgesetzt und evacuirt oder auch mit anderen Gasen gefüllt werden kann. Ein Holzteller dient dazu, das elektrische Ei nach dem Abnehmen von der Luftpumpe aufzustellen. An die beiden Fassungen des Eies sind Klemmschrauben gelöthet, in welche die Elektroden des Inductionsapparates eingefügt werden können. — Freilich wirkt bei diesem Apparat, wenn er nicht sehr gross genommen wird, die Ladung der Glaswand durch die Elektricitäten bis zu einem gewissen Grade störend auf die Vorgänge; indess lässt sich der Gang der Erscheinungen doch genügend beobachten.

Fig. 378.




939 Nach den §§. 935 u. flgde. ausgeführten Erfahrungen ist die Möglichkeit gegeben, durch Veränderung der Oberflächen der Elektroden von den abwechselnd gerichteten Entladungen des Inductoriums nur die einen durch eine eingeschaltete Strecke von verdünnter Luft übergehen zu lassen. Eine solche Erscheinung ist von Gaugain [1]) aufgefunden worden. Er überzieht die eine kugelförmige Elektrode eines elektrischen Eies bis auf eine sehr kleine Stelle an der vorderen Seite mit einer isolirenden Schicht, z. B. von Wachs, und lässt die andere kugelförmige Elektrode unbedeckt. — Einen ähnlichen Apparat hat auch P. Riess [2]) benutzt. Er ersetzte das elektrische Ei durch einen $100^{mm}$ hohen und $40^{mm}$ weiten, beiderseits offenen Glascylinder, auf dessen eines Ende eine Messingplatte gekittet war, die im Inneren des Cylinders eine Messingröhre trug. In diese konnte man einen Drath schrauben, der in einer Messingkugel von $10^{mm}$ Durchmesser endete. — Das andere Ende des Glascylinders war mit

1) Gaugain, Compt. rend. T. XL, p. 640. 1855*; Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 163*; Compt. rend. T. XLI, p. 152. 1855*. — 2) Riess, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 177. 1855*.

einer Glasplatte bedeckt, in die in der Mitte ein $0{,}5^{mm}$ dicker Platindrath eingekittet war, welcher auf der dem inneren Raum des Cylinders zugekehrten Seite zugleich mit der Glasplatte abgeschliffen war. — Die Luft im Cylinder wurde durch einen an der Messingplatte befestigten Hahn bis auf 2 bis $3^{mm}$ Quecksilberdruck ausgepumpt. — Dient bei den Entladungen der Inductionsströme die überzogene Kugel des Eis oder der Platinstift des Riess'schen Apparates als positive Elektrode für die Oeffnungsströme, so wächst die durch ein Galvanometer gemessene Intensität der Ströme mit wachsender Verdünnung der Luft. — Dient aber die nicht überzogene Kugel des Eis oder die Platte des Apparates von Riess als positive Elektrode, so nimmt gleichfalls zuerst hierbei die Stromintensität zu, bei weiterer Abnahme des Luftdruckes nimmt sie aber allmählich bis zu Null ab, und endlich kehrt sich die Richtung der Ströme um. — Gaugain nennt deshalb ein so vorgerichtetes elektrisches Ei „Ventilei oder Oef soupape", da es bei einer gewissen Luftverdünnung die Inductionsströme nur in der Richtung von der bedeckten zur unbedeckten Kugel durchlassen soll.

Ist in einem dieser Apparate der Strom einseitig gerichtet, nachdem 940
die Luft in demselben auf 3 bis $4^{mm}$ Quecksilberdruck ausgepumpt ist, so zeigt sich eine Erscheinung, welche ganz übereinstimmt mit der (§. 933) beschriebenen dunkelen Entladung. Die als positive Elektrode dienende Kugel ist dunkel oder nur mit kleinen, glänzenden Lichtpunkten bedeckt, und von ihr geht ein mattröthlich gefärbter und unten sich erweiternder Lichtkegel aus, welcher in einiger Entfernung von der negativen Kugel in einer ihr nahezu concentrischen Oberfläche endet und von jener Kugel durch einen dunklen Raum getrennt ist. Die negative Kugel selbst, so wie der sie tragende Stiel ist bis zu einer gewissen Länge mit schön lavendelblauem Glimmlicht bedeckt, welches sich auf dem Stiel um so weiter ausbreitet, je dünner derselbe und je kleiner die Kugel an seinem Ende ist. Unter dem Glimmlicht ist die Kugel mit röthlich weissem Licht umgeben, so dass sie zu erglühen scheint. Dieses Licht ist wahrscheinlich durch Erglühen kleiner, von der Kugel losgerissener Theilchen bedingt [1]).

Dient aber die grössere Elektrode in beiden Apparaten als negative Elektrode für den Oeffnungsstrom, so zeigt sich kein dunkler Raum, und das röthliche positive Licht ist nicht mehr scharf begrenzt [2]).

Enthält hierbei das Gas in dem Ei Phosphor oder Terpentinöldampf etc., so erscheint das Licht in hellere und dunkelere Schichten

[1]) Vergl. Abria, Ann. de Chim. et de Phys. T. VII, p. 477. 1843* (und auch Masson und Breguet, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. IV, p. 143. 1842*; bei Anwendung des Extrastromes und unter Verwechselung der Pole). — [2]) Vergl. auch Gaugain, Compt. rend. T. XLII, p. 17, und Riess, ibid. p. 299. 1856*.

getheilt, die gegen die positive Elektrode concav sind und dieselbe umhüllen (s. w. u.).

Man kann die einseitige Richtung der Ströme im Ventilei oder im Riess'schen Apparat, wenn die positive Elektrode die kleinere ist, die doppelsinnige Richtung, wenn sie die grössere ist, auch direct zeigen.

Schaltet man in beiden Fällen ein mit Jodkaliumkleister bestrichenes Papier zwischen zwei Platinspitzen in den Schliessungskreis des Inductionsstromes ein, so erscheint im zweiten Fall meist unter beiden Elektroden ein Jodfleck; im ersten Fall nur unter der als positive Elektrode dienenden Spitze.

Aehnlich, wie die Vergrösserung der einen Elektrode, wirkt auch der metallische Beschlag, den die eine Kugel einer Geissler'schen Röhre häufig bedeckt, wenn der in derselben enthaltene Metalldrath oft als negative Elektrode für den Inductionsstrom gedient hat. (Vergl. auch §. 974 u. flgde.)

941 Nach Riess [1]) würde die Ventilwirkung darauf beruhen, dass, wenn durch den einen Strom eine Ladung der Elektroden des Ventils erfolgt, vor seiner explosiven Entladung durch einen Funken stets erst ein Glimmen der Elektroden, also eine Elektrisirung der jede derselben umgebenden Luft mit der Elektricität der betreffenden Elektroden und somit ein Forttreiben der Luft vorhergeht. Diese elektrisirte Luft muss an jeder Elektrode bei der Funkenentladung durch die gleichnamige Elektricität der Elektrode selbst durchbrochen werden. Tritt aber ein entgegengesetzter Strom nach dem ersten, die Glimmerscheinung und Ladung der Luft erzeugenden ein, so vermag dieser die letztere leichter zu durchbrechen.

Da nun namentlich an grösseren Flächen die Glimmerscheinung in verdünnter Luft viel leichter auftritt, wenn die Flächen negativ geladen sind, als bei positiver Ladung, so wird, wenn die Scheibe des Ventils abwechselnd als negative und positive Elektrode dient, an derselben im ersten Falle das Glimmen sich zeigen, und sie nun den Strom leicht hindurchlassen, für den sie als positive Elektrode dient. — Die der Scheibe gegenüberstehende kleinere Fläche glimmt einmal ziemlich gleich leicht mit positiver und negativer Elektricität; und sodann ist die Menge der elektrisirten Luft entsprechend ihrer kleineren Oberfläche so viel kleiner, als an der Scheibe, dass die Wirkung an letzterer weitaus überwiegt.

In dichterer Luft glimmen grössere Flächen schwerer, so dass in dieser die Wirkung des Ventils nicht mehr hervortritt, sondern dasselbe

---

[1]) Riess, Monatsber. Berl. Akad. 6. Aug. 1868. S. 515*; Pogg. Ann. Bd. CXXXVI, S. 31, 1869*.

nur wie jede Unterbrechungsstelle wirkt, durch die jedesmal die dichteren Ströme leichter übergehen [1]).

Nach den §. 934 u. flgde. mitgetheilten Versuchen dürfte indess der Grund der Ventilwirkung im Wesentlichen folgender sein [1]): 941a.

Ein durch irgend eine Elektricitätsquelle gelieferter, kurz andauernder Strom wird nach den §. 934 u. flgde. mitgetheilten Versuchen nur dann ein verdünntes Gas durchbrechen können, wenn die Dichtigkeit der Elektricitäten an den Enden der Leitung einen bestimmten endlichen Werth erreicht. Ist die eine Elektrode bedeutend grösser als die andere, so bedarf es einer stärkeren Spannung zum Uebergang einer Entladung von der kleineren positiven zur grösseren negativen Elektrode, als zum Uebergang von der kleineren negativen zur grösseren positiven Elektrode. Folgt nun eine Reihe abwechselnd gerichteter Ladungen auf einander, die eine elektrische Spannung haben, welche zwischen jenen beiden Werthen liegt, so können nur die Entladungen zwischen den Elektroden übergehen, für welche die kleinere als negativer Pol dient.

Bei abwechselnd gerichteten Inductionsströmen, wie sie z. B. in der Inductionsspirale eines Inductoriums erzeugt werden, compliciren sich diese Erscheinungen dadurch, dass bei einer gleichen Gesammtmenge der bewegten Elektricitäten die Oeffnungsströme schneller ansteigen als die Schliessungsströme und die Intensität dieser Ströme, abweichend von den Strömen einer Elektrisirmaschine, von den Widerständen der Leitung abhängig ist, und auch ein Theil der an den Elektroden angehäuften Elektricitäten eventuell sich rückwärts durch die Inductionsspirale selbst entladet [2]).

Ist zuerst die kleinere Elektrode positiv für den Oeffnungsstrom, so bedarf es meist zu dem Uebergang der Elektricitäten einer so starken Ladung, dass überhaupt nur die Oeffnungsströme diese Ladung herstellen können.

Ist die kleinere Elektrode aber für den Oeffnungsstrom negativ, so werden bei stärkeren Drucken zunächst die zu einer Entladung erforderlichen Spannungen auch nur durch den Oeffnungsstrom geliefert werden können, der sich bis zur hinlänglichen Ladung der Elektroden vollständig entwickeln kann. — Wird die Luft verdünnt, so bedarf es kleinerer Elektricitätsmengen. Wenn dann der Oeffnungsstrom bei seinem schnellen Ansteigen bis zum Maximum die Spannung besitzt, dass

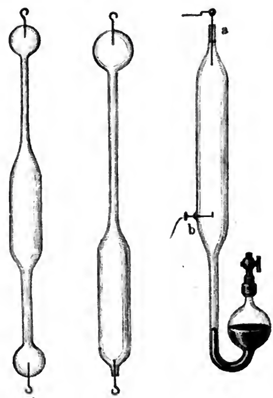
---

[1]) Verbindet man das Ventil einerseits mit der alternirenden Elektricitätsquelle, anderseits mit einer Collectorplatte eines Condensators, so dass es nicht in einen geschlossenen Stromkreis eingefügt ist, so wird nur, wenn die Platte des Ventils negativ ist, die Luft an derselben glimmen und fortgestossen werden, nicht aber, wenn sie positiv ist. Die im ersten Falle fortgetriebene, negativ elektrische Luft erreicht die gegenüberliegende Spitze, und so ladet sich die mit dem Ventil verbundene Collectorplatte stets mit der Elektricität, die einem Strom von der Spitze des Ventils zur Platte entspricht. — [2]) Wiedemann u. Rühlmann, l. c. §. 933.

ein Theil der in ihm bewegten Elektricitäten von der kleineren positiven zur grösseren negativen Elektrode übergeht, so kann auch der Schliessungsstrom nachher eine, wenn auch schwächere, so doch genügende Spannung an den Elektroden liefern, dass umgekehrt ein Theil desselben in der ohnehin durch die erste Entladung erhitzten und deshalb schon leichter zu durchbrechenden Gasschicht von der grösseren positiven zur kleineren negativen Elektrode übergeht. Dann kann die am Galvanometer gemessene Gesammtintensität der Inductionsströme bis Null abnehmen. Bei noch weiterer Verdünnung sind die zum Uebergang der Elektricitäten erforderlichen Spannungen immer kleiner, so dass bei dem schnellen Abfalle der Intensitäten des Oeffnungsstromes, bei dem langsamen Abfall und der längeren Zeit, in der die Intensität des Schliessungsstromes über einer gewissen Grösse bleibt, eine grössere Elektricitätsmenge durch letzteren von der grossen zur kleinen Elektrode übergeführt werden kann, als durch den Oeffnungsstrom in entgegengesetztem Sinne. Die Ablenkung der Nadel des in den Inductionskreis eingeschalteten Galvanometers kehrt sich dann um [1]).

942 Sind die Elektroden oder der zwischen ihnen liegende, mit verdünntem Gas erfüllte Raum von einer engeren, schlechtleitenden Hülle, z. B. von Glas umgeben, so werden die Erscheinungen sehr complicirt, da nun noch eine elektrische Ladung und Entladung der Glaswand hinzutritt.

Fig. 379. Fig. 380. Fig. 381.



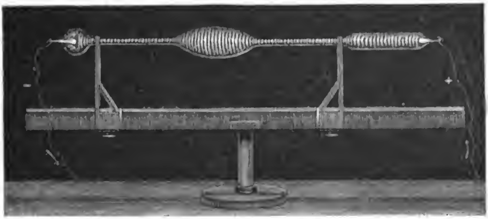

Solche Apparate sind zuerst von Gassiot und Geissler aus Glas gebildet worden und werden jetzt in den mannigfachsten Formen unter dem Namen der Geissler'schen oder Entladungsröhren gefertigt.

Dieselben bestehen Fig. 379 und 380 aus Glasröhren, in welche auf beiden Enden Dräthe von Platin oder anderen Metallen eingeschmolzen sind, die mit verschiedenen Gasen gefüllt, sodann durch eine Luftpumpe recht vollständig (bis $^1/_4{}^{mm}$ bis $1^{mm}$ Druck) evacuirt und endlich zugeschmolzen werden. Fig. 382 stellt eine solche, auf ein geeignetes Stativ aufgelegte Röhre von anderer Form dar. Gassiot hat

[1]) Hierauf scheint es auch zu beruhen, dass bei der Entladung einer Batterie von drei Flaschen durch das von Riess abgeänderte elektrische Ei ein in den Schliessungskreis eingeschaltetes Luftthermometer eine grössere Temperaturerhöhung zeigte, wenn der Strom der positiven Elektricität von der grösseren zur kleineren Elektrode ging, als

diese Röhren häufig so erhalten, dass er in den oberen Theil eines 35 bis 40 Zoll langen Barometerrohres in einem beliebigen Abstande zwei Pla-

Fig. 382.



tindräthe einschmolz, sodann das Rohr mit Quecksilber füllte, in dem die Platindräthe enthaltenen Theile des Rohres das Torricelli'sche Vacuum herstellte und nun jenen Theil abschmolz. Das abgeschmolzene Rohr enthält dann nur Quecksilberdampf. — Bei anderen Versuchen bediente sich Gassiot eines mit Quecksilber gefüllten Rohres von der Gestalt Fig. 381, in welches bei *a* und *b* zwei Platindräthe eingeschmolzen waren. Durch den Hahn wurde die Luft ausgepumpt, wodurch das Quecksilber im Rohr *a b* sank und das Vacuum hergestellt war.

Der durch diesen luftverdünnten Raum hindurchgehende Inductionsstrom hat selbstverständlich ganz dieselben Eigenschaften, wie der Strom in den metallischen und flüssigen Leitern, er vermag z. B. Stahlnadeln zu magnetisiren und Magnete abzulenken u. s. f. — Analog hatte schon früher Savary[2]) nachgewiesen, dass Stahlnadeln, welche sich in gleichem Abstand von Metalldräthen und einer stark evacuirten Glasröhre befinden, die in den Entladungskreis einer Leydener Batterie eingeschaltet sind, durch den Schlag derselben gleich stark magnetisirt werden.

Die Lichterscheinung in den Geissler'schen Röhren ist ganz ana- 943
log der Erscheinung im elektrischen Ei und zwischen Metallelektroden in einem unbegrenzten, verdünnten Gasraum.

---

umgekehrt. Bei zwei Abständen (22 und 67mm) der Elektroden ergab sich z. B. das Verhältniss der Erwärmungen wie 168 : 100 und 140 : 100. Wird ein dünner, langer Drath in den Schliessungskreis eingefügt, oder die Luft weniger verdünnt, so ist der Unterschied der Erwärmungen kleiner.

Da im ersten Fall ein kleineres Potential der Elektricitäten zur Entladung erforderlich ist, so ist auch die in der Funkenentladung selbst geleistete Arbeit kleiner, und der in der Gesammtschliessung erzeugten Wärme wird also ebenfalls ein kleinerer Theil entzogen. Die übrige Leitung erwärmt sich daher stärker, als im zweiten Falle. — Weitere Erklärungen von Riess über diese Verhältnisse vergl. Riess, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 177. 1855*; ebenso Versuche über die Theilung der Nebenströme der Leydner Batterie durch das Ventilei, welche in das Gebiet der Reibungselektricität gehören. Riess, Pogg. Ann. Bd. CXX, S. 513. 1863*; Bd. CXXI, S. 613. 1864*; Bd. CXXIV, S. 252. 1865*. — [1]) Gassiot, Athenäum 1854. p. 1177; Phil. Trans. 1858. pt. I, p. 1*. — [2]) Savary, Compt. rend. T. VII, p. 687. 1828*

Ist der Strom in den Röhren nur einseitig gerichtet, z. B. bei Anwendung einer Elektrisirmaschine, oder wenn beim Inductorium nur die Spannung des Oeffnungsstromes zur Durchbrechung des Gases in derselben genügend gross ist, so geht von der positiven Elektrode ein Lichtbüschel aus, welcher wesentlich in der Richtung zur negativen Elektrode sich ausbreitet und die einzelnen Theile des Rohres, je nach der geringeren oder grösseren Weite seiner einzelnen Theile, mit hellerem oder dunklerem Licht erfüllt. Dieses Licht ist häufig von transversalen dunkelen Streifen durchzogen (s. w. u.). An der negativen Elektrode erscheint das blaue Glimmlicht, welches gegen die Glaswände sich ausbreitet und von dem positiven Licht stets durch einen dunkelen Raum getrennt ist. Die Länge desselben ist je nach der Natur des angewandten Gases, seiner Dichtigkeit u. s. f. verschieden. Mit Zunahme der letzteren nimmt seine Ausdehnung ab (vgl. §. 937). In einem Rohr von $29^{mm}$ Weite und 45 Ctm. Länge, in welches von der Seite Platindräthe als Elektroden im Abstand von 24 Ctm. eingelöthet waren, beträgt nach Morren[1]) die Länge des dunklen Raumes, bei einem Druck von 0,5 bis $1^{mm}$ Quecksilber in Wasserstoff 40, Stickstoff 35, Sauerstoff 64, Kohlensäure 19, Kohlenoxyd $42^{mm}$.

Lässt man eine Entladungsröhre rotiren, so erkennt man an den einzelnen Bildern die Intermittenz der einzelnen Entladungen des Inductoriums[2]).

Bei fortgesetztem Durchleiten des Stromes durch das Rohr in derselben Richtung bedeckt sich bald der die negative Elektrode umgebende Raum der Röhre mit einem metallischen Anflug, während die Elektrode selbst rauh und corrodirt erscheint. Die Farbe des Anfluges entspricht ganz der des fein vertheilten Metalles der Elektrode; er ist bläulich bei Silber, grünlich bei Gold, schwärzlich bei einer Platinelektrode[3]). — Man kann das Beschlagen des Rohres verhindern, wenn man über die Elektrode im Inneren desselben ein vorn offenes Glasröhrchen löthet, dessen Durchmesser etwas grösser ist als der der Elektrode, und welches ein wenig über das Ende derselben hinüberragt. Eine negative Elektrode von Aluminium scheint verhältnissmässig wenig corrodirt zu werden.

944 Sind die Entladungsröhren relativ lang, so kann eine Wechselwirkung der Elektricitäten in den Elektroden nicht mehr hervortreten; auch würde die Geschwindigkeit, mit der die elektrisirten Gase von denselben fortgetrieben werden, nicht mehr genügen, um direct eine Entladung von einer Elektrode zur anderen zu vermitteln. Vielmehr theilt sich die Elektricität der Elektroden der umliegenden Glashülle mit, und

---

[1]) Morren, Ann. de Chim. et de Phys. [4] T. IV, p. 325. 1865*; Pogg. Ann. Bd. CXXX, S. 612*. — [2]) Lavaud de Lastrade, Compt. rend. T. LXVIII, p. 621. 1869*. — [3]) Gassiot, l. c. Plücker, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 90. 1858*.

auf dieser findet nun eine ähnliche Vertheilung der Elektricität statt, wie auf der Oberfläche eines die beiden Pole einer Säule verbindenden Leiters (Thl. I, §. 100 und flgde).

Schiebt man daher auf eine Entladungsröhre an verschiedenen Stellen einen schmalen Ring von Stanniol und verbindet denselben mittelst eines Drathes für einen Augenblick mit dem Elektroskop, so zeigt dasselbe Ausschläge von positiver oder negativer Elektricität, je nachdem man den Ring mehr der positiven oder negativen Elektrode nähert. In der Mitte zwischen beiden Elektroden zeigt sich ein Indifferenzpunkt. An der Innenseite des Rohres ist also die freie Elektricität in ähnlicher Weise angehäuft, wie auf einem feuchten Leiter. Die im Inneren des Rohres angehäufte Elektricität zieht die entgegengesetzte Elektricität in dem Stanniolring an und stösst die gleichnamige ab, welche dem Elektroskop zuströmt. Der dunkele Raum in der Nähe der negativen Elektrode wirkt sehr schwach influenzirend, selbst wenn derselbe, so wie das über ihm angebrachte Stanniolblatt eine verhältnissmässig grosse Ausdehnung hat. Der Uebergang der Elektricität muss also hier in anderer Art vor sich gehen, als in den übrigen Theilen des Rohres (vergl. §. 937). — Stellt man die Verbindung des Stanniolringes mit dem Elektroskop dauernd her, so schwanken die Goldblättchen desselben hin und her, indem nach jeder Entladung im Rohre die aussen vertheilten Elektricitäten sich wieder ausgleichen. Bringt man daher an das Rohr ein zur Erde abgeleitetes Stanniolblatt oder einen Finger, so bildet sich zwischen dem Rohr und dem ableitenden Körper eine Reihe feiner Funken, welche diesen Austausch der Elektricitäten vermitteln und ein knatterndes Geräusch verursachen.

Die Influenz auf leitende Körper, die den Röhren von aussen genähert werden, wirkt auf den Elektricitätsstrom in ihnen zurück. Bringt man z. B. an die Röhre oder an das elektrische Ei an einer Stelle einen Finger, so wird durch die in demselben vertheilte Elektricität die Luft des Rohres zu jener Stelle hingezogen. Wird hierdurch die Luft an den entfernteren Stellen so bedeutend verdünnt, dass durch sie die Entladung weniger deutlich stattfinden kann, so geht sie nun durch die zu jener Stelle hingezogene Luft, die ihr einen kleineren Querschnitt bietet. Die durch die Schichtung angedeutete Richtung der Entladung neigt sich zu der berührten Stelle hin und die Schichtung selbst wird deutlicher [1]).

Meist vergeht, namentlich bei grösseren und mit Flüssigkeiten um- 945
gebenen Röhren nach der Verbindung mit dem Inductorium eine längere Zeit, ehe die leuchtende Entladung in ihnen auftritt, da in Folge der schlechten Leitungsfähigkeit des Glases u. s. f. eine gewisse Zeit nöthig ist, bis die zur Bewegung der Elektricität erforderliche Ladung an den Wänden sich herstellt. Ist dieselbe eingetreten, so erfolgt die Entladung.

[1]) Riess, Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 321. 1858*.

Unterbricht man dann den Inductionsstrom selbst auf kurze Zeit, so stellt sich die Entladung nach neuer Schliessung sogleich wieder her, indem die Ladung der Wände längere Zeit bestehen bleibt.

Tritt in Folge der grossen Länge einer Geissler'schen Röhre die Ausbreitung der Elektricitäten auf ihrer inneren Oberfläche nur sehr langsam ein und bleibt in Folge dessen die leuchtende Entladung aus, so kann man die Röhre an einer Stelle zwischen den Elektroden ausserhalb mit dem Finger ableitend berühren. Es häuft sich an dieser Stelle in Folge der Influenz eine grössere Elektricitätsmenge an, die sich dann weiter ausbreitet, und hierdurch oft die Entladung einleitet.

946 Leitet man einen continuirlichen Elektricitätsstrom, z. B. von einer Holtz'schen Elektrisirmaschine zu den Elektroden eines mit verdünntem Gase gefüllten Geissler'schen Rohres, so finden ebenso, wie zwischen zweien in einem weiteren Raum einander gegenüberstehenden Elektroden, nur discontinuirliche Entladungen statt[1]). Je nach der Gestalt des Rohres, der Verdünnung und Natur des Gases ist die zur Einleitung derselben erforderliche Elektricitätsmenge grösser oder kleiner.

Die Versuche hierüber lassen sich in ganz ähnlicher Weise anstellen, wie die §. 933 beschriebenen, indem man das Geissler'sche Rohr mit seiner Axe parallel der Verlängerung der Axe der Holtz'schen Maschine aufstellt und in einem auf letztere Axe aufgesteckten Spiegel durch die oben erwähnte, heliometerartige Vorrichtung die Zahl der bei einer bestimmten Elektricitätszufuhr stattfindenden Entladungen beobachtet. Einige derartige, von mir angestellte Beobachtungen enthält die folgende Tabelle, in der $p$ den Druck, $y$ den Abstand zweier Entladungen, $I$ die am Galvanometer gemessene Gesammtintensität des Elektricitätsstromes bezeichnet:

---

[1]) Auch nach Varley (Chemical. News. Vol. XXIII, p. 37. 1871*) soll bei Verbindung einer Geissler'schen Röhre mit den Polen einer galvanischen Säule von mehreren hundert Daniell'schen Elementen unter Einschaltung einer Glycerinsäule von weit überwiegendem Widerstand in den Schliessungskreis eine bestimmte elektromotorische Kraft $P$ erforderlich sein, um die Entladung einzuleiten; nachher kann eine geringere Kraft fortwirken, ohne dass der Strom aufhört. Ist die geringste elektromotorische Kraft, welche den Strom dauernd erzeugt, $P$ und werden Kräfte $P + 1$, $P + 2$, $P + n$ angewandt, so soll die Stromintensität im Verhältniss von 1 : 2 : 3 sich ändern.

Rohr mit Luft.

| Druck $p$ | Int. $I$ | $y$ |
|---|---|---|
| 0,4 | 62 | 7,3 |
| 1,4 | 60 | 10,5 |
| 3,2 | 59 | 13,3 |
| 4,3 | 62 | 15,7 |
| 7,4 | 59 | 17,4 |
| 11,2 | 62 | 19,3 |
| 15,6 | 58 | 20,6 |
| 18,7 | 59 | 21,8 |
| 21,3 | 61 | 21,9 |
| 26,6 | 58 | 22,4* |
| 30,3 | 58 | 34,3 |
| 35,5 | 58 | 36,8 |
| 43,4 | 56 | 39,4 |
| 47,3 | 58 | 40,8 |
| 53,5 | 64 | 41,1 |

Rohr mit Wasserstoff.

| $p$ | $I$ | $y$ |
|---|---|---|
| 1,1 | 46 | 2,3 |
| 4,6 | 44 | 6,9 |
| 9,4 | 43 | 7,6 |
| 19,6 | 43 | 13,2* |
| 29,6 | 43 | 17,7 |
| 42,4 | 42 | 22 |
| 52,7 | 40 | 23,1 |
| 53,3 | 44,5 | 23,7 |
| 69,5 | 41 | 29,3 |
| 82,3 | 41 | 31,6 |

Die mit * bezeichneten Beobachtungen sind sehr unbestimmt; es findet ein Hin- und Herflackern der Entladungsbilder statt.

Die Versuche sind insofern etwas unsicher, als bei längerem Hindurchleiten durch die Röhren in Folge ihrer Erwärmung die Abstände der Entladungen nicht unerheblich kleiner werden.

Hiernach bestehen also auch in den Entladungsröhren die Entladungen durch die sie erfüllenden Gase stets aus einzelnen sehr kurz andauernden Partialentladungen. Es nimmt mit wachsendem Druck bei den verschiedenen Gasen die zur Erzeugung einer Entladung erforderliche Elektricitätsmenge erst sehr schnell, dann langsam bis zu einem Maximum zu, welches bei den vorliegenden Versuchen bei einem Druck von 20 bis 30$^{mm}$ erreicht ist. Dann tritt eine Unstätigkeit ein, die Entladungen folgen sehr unregelmässig in engeren und weiteren Abständen auf einander, bis bei einem Druck von etwa 30 bis 35$^{mm}$ plötzlich die Entladungen wieder in gleichmässigen Abständen aufeinander folgen; wobei aber eine viel grössere Elektricitätsmenge erforderlich ist, als vor der Unstätigkeit. Mit wachsendem Druck nehmen dann die jedesmal entladenen Elektricitätsmengen ganz regelmässig zu.

Dieses abweichende Verhalten der Entladungen in den Geissler'schen Röhren gegenüber den Entladungen zwischen zwei freistehenden Elektroden kann nur auf einer Ladung der die Elektroden umgebenden Glashülle beruhen.

947 Während so mit zunehmendem Druck von einem gewissen kleinen Druck an die zur Einleitung einer Entladung erforderlichen Spannungen wachsen, findet dasselbe auch bei sehr starken Verdünnungen statt.

So theilte C. Schultz[1]) den Strom einer Holtz'schen Maschine zwischen einem Funkenmikrometer und einer Geissler'schen Röhre, die durch eine Quecksilberluftpumpe evacuirt wurde, und in der die Dichtigkeit der Luft durch die Zahl der Füllungen und Entleerungen des Recipienten der Pumpe und dem Verhältniss der Volumina des Rohres und des Recipienten (annähernd) bestimmt wurde. Es wurde die Schlagweite $S$ am Funkenmikrometer gemessen, bei welcher bei verschiedenen Drucken $p$ gerade in dem Geissler'schen Rohr die Entladung erschien. Erstere entspricht bis zu einem gewissen Grade der Spannung der Elektricitäten auf den Elektroden der letzteren. So ergab sich z. B.:

| Rohr 10mm weit, 90mm lang, dünne Platinelektroden. | | Rohr 0,5mm weit, 90mm lang, Platinelektroden. | | Rohr 16mm weit, Elektroden in 2mm Abstand. | |
|---|---|---|---|---|---|
| $p$ | $S$ | $p$ | $S$ | $p$ | $S$ |
| 30,5mm | 0,4 Lin. | 11 | 0,4 —0,5 | 27 | 0,05 |
| 7 | 0,25 | 2,5 | 0,25—0,35 | 6 | $<$0,05 |
| 1,6 | 0,15 | 0,6 | 0,5 | 1,32 | — |
| 0,37 | 0,1 | 0,144 | 0,75—0,2 | 0,064 | 0,1 |
| 0,085 | 0,1 | 0,034 | 1,25—1,8 | 0,014 | 0,3 |
| 0,019 | 0,2—0,3 | 0,008 | 1,5 —2,5 | 0,003 | 0,5—0,7 |
| 0,004 | 0,4—1 | 0,002 | 2,5 —3 | — | — |

Von dem Druck von etwa 0,1mm abwärts nimmt also die zur Erzeugung der Entladung erforderliche Spannung zu. Bei sehr engen Röhren tritt das zur Entladung erforderliche Minimum der Spannung schon bei etwas höheren Drucken ein, als bei weiteren. Mit dem Abstand der Elektroden wächst bis zu Drucken von 1mm abwärts die zur Erzeugung einer Entladung erforderliche Spannung bedeutend.

948 Bei sehr starker Verdünnung bedarf es sehr grosser Spannungen, um durch die Entladungsröhren überhaupt Elektricität überzuführen. Im völlig luftleeren Raume geht gar keine Elektricität über. Dies hat Gassiot[2]) nachgewiesen, indem er eine Entladungsröhre mit sehr verdünnter Kohlensäure füllte und in eine seitlich an dieselbe angeschmolzene Kugel einige Stückchen von reinem Kalihydrat einbrachte. Die im Rohr sich zeigende leuchtende Entladung der Inductionsströme verschwand völlig, als das Kalihydrat geschmolzen, durch Neigen des Rohres in demselben ausgebreitet und abgekühlt wurde, und so die letzten Reste von Kohlensäure absorbirt wurden. Beim Erhitzen des Kalis tritt durch Bildung von Dämpfen die geschichtete Entladung wieder hervor.

---

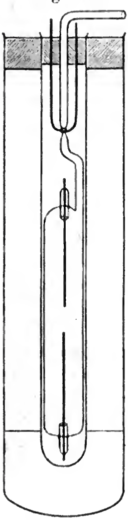
[1]) C. Schultz, Pogg. Ann. Bd. CXXXV, S. 249. 1868* — [2]) Gassiot, Phil. Trans. 1858. pt. I, p. 1*.

Ganz dieselben Erscheinungen, die geschichtete Entladung und ihr Verschwinden, hat Gassiot beobachtet, als er seine Kupferzinkwasserbatterie von 3520 Zellen oder eine Batterie von 400 Grove'schen Elementen durch eine Entladungsröhre schloss, in der durch Absorption von Kohlensäure durch geschmolzenes Kali ein Vacuum hergestellt wurde. Goldblattelektroskope, welche an den Polen der Säule angebracht waren, bewahrten dann ihre Divergenz [1]).

Auch in Röhren, die durch eine Geissler'sche Quecksilberluftpumpe evacuirt sind, kann man das Aufhören des Durchganges des Stromes nachweisen, wie zuerst Geissler (1857)[2]) bei einem Abstand der Elektroden von etwa $0{,}1^{m}$, dann auch mit ihm Hittorf unter gleichzeitigem Erwärmen der Röhren (1865) bei einem Abstand von weniger als $2^{mm}$ nachwies.

Noch grössere Verdünnungen hat Hittorf[3]) erzielt, indem er 949
Röhren von nur 5 bis 6 Ctm. Länge durch ein mit wasserfreier Phosphorsäure gefülltes Rohr mit der Geissler'schen Pumpe verband und während des Evacuirens in ein eng anliegendes Glasrohr einsetzte, welches in einem weiteren Gefässe stand, in dem Schwefel (bei 447° C.) oder Schwefelphosphor (bei 530° C.) siedete. Nach dem Erwärmen wird das Rohr zugeschmolzen. Hierzu ist das Verbindungsrohr mit dem Phosphorsäurerohre an einer Stelle eingezogen und dort mit einer Platindrathschlinge umwickelt, die durch einen Strom glühend gemacht und zusammengezogen wird (Fig. 384).

Fig. 384.



Wird hier durch sehr starke Spannungen ein Durchgang des Lichtes erzielt, so zeigt nicht nur die negative Elektrode Glimmlicht, sondern es erglänzt auch das Ende der positiven Elektrode; ist dieselbe aus einem dünnen Platindrath oder einer Kohlenspitze gebildet, so erglüht sie daselbst. Dabei wird sie zerstäubt, und von ihrem Material setzen sich Theile an der nächsten Glaswand ab. Hierbei ist die Gestalt der Elektroden von Einfluss. Zwischen spitzen Elektroden besteht die Entladung bei viel grösserer Verdünnung fort, als zwischen stumpfen Elektroden [4]).

[1]) Gassiot, Proceed. Roy. Soc. Vol. X, p. 36 et 393*; Archives des sc. phys. et nat. Nouv. Sér. T. X, p. 58*; Pogg. Ann. Bd. CXII, S. 156. 1861*. — [2]) s. Wüllner, Pogg. Ann. Bd. CXXXIII, S. 509. 1868*; ähnlich die Gebrüder Alvergniat, Compt. rend. T. LXV, p. 963. 1867*; Pogg. Ann. Bd. CXXXIII, S. 191. 1868*. — [3]) Hittorf, Pogg. Ann. Bd. CXXXVI, S. 201. 1869*. — [4]) v. Waltenhofen, Pogg. Ann. Bd. CXXVI, S. 538. 1865*. Wiener Ber. Bd. LI, 2. S. 535.

950 Leitet man den Strom einer Holtz'schen Maschine durch ein Geissler'sches Rohr, und schaltet in den Schliessungskreis ein Galvanometer ein, so ist die Ablenkung der Nadel desselben durchaus unabhängig von den Verhältnissen in der Röhre, sondern nur durch die Gesammtelektricitätsmenge bestimmt, welche in der Zeiteinheit den Multiplicator durchfliesst, vorausgesetzt nur, dass die Einzelentladungen so schnell auf einander folgen, dass ihre Zwischenzeit gegen die Schwingungsdauer der Nadel klein ist. Werden dagegen die Elektroden des Geissler'schen Rohres mit den Enden des Inductoriums verbunden, so werden die Erscheinungen höchst complicirt; da die an den Elektroden der Röhre angehäuften Elektricitäten sich je nach der zur Einleitung einer Entladung in der Röhre erforderlichen Elektricitätsmenge und je nach der Zeit zur Herstellung der entsprechenden Ladung an den Enden der Inductionsrolle, auch je nach dem Widerstand des Inductoriums und der Zuleitungen zu der Röhre theilweise rückwärts durch die Inductionsrolle entladen. Auch können noch gewisse Mengen der in der Inductionsrolle zu den Elektroden allmählich zuströmenden Elektricitäten der zuerst mit grosser Spannung eingeleiteten Entladung folgen, da durch die erste Entladung das Gas der Röhre erwärmt und eine geringere Spannung zu seiner Durchbrechung erforderlich ist. So kann hier jede Entladung eine kürzere oder längere Zeit andauern. Es können demnach die Zahlen der Entladungen in den Röhren und die in der Zeiteinheit hindurchfliessenden Gesammtelektricitätsmengen selbst bei gleichbleibender inducirender Kraft sehr verschieden ausfallen. Misst man daher durch ein in den Schliessungskreis der Röhren direct oder in eine Zweigleitung zu demselben ein geschaltetes Galvanometer die Stromintensität, so kann man dadurch noch nicht auf den Leitungswiderstand der Röhren im gewöhnlichen Sinne schliessen, da überhaupt keine continuirlichen Entladungen stattfinden.

Dergleichen Bestimmungen geben nur ein Maass für die unter den obwaltenden Verhältnissen durch die Röhre hindurchgehenden Gesammtelektricitätsmengen, welche dem Product der Zahl der Entladungen mit der bei je einer Entladung ausgeglichenen Elektricitätsmenge, also zweien, auf diese Weise nicht zu trennenden Factoren gleich sind. Hiernach sind die verschiedenen, in den folgenden Paragraphen erwähnten Versuche zu beurtheilen, den Leitungswiderstand der Entladung in den Geissler'schen Röhren als Ganzes oder in ihren einzelnen Theilen ganz analog, wie bei gewöhnlichen festen Leitern, zu bestimmen.

951 So verbindet Morren[1]) ein horizontales Entladungsrohr von $29^{mm}$ innerem Durchmesser und 45 Ctm. Länge, in welchem die Elektroden meist aus Aluminium, bei Anwendung von Sauerstoff aus Platin bestanden und 24 Ctm. von einander entfernt waren, mit dem evacuirten Recipienten einer Quecksilberluftpumpe und lässt langsam das Gas aus

---

[1]) Morren, Ann. de Chim. et de Phys. [4] T. IV, p. 325. 1865*; Pogg. Ann. Bd. CXXX, S. 612*.

dem Rohre in den Recipienten übertreten. Ein mit dem Verbindungsrohre verbundenes Quecksilbermanometer und ein mit concentrirter Schwefelsäure gefülltes Manometer gestattet, den Druck des Gases zu bestimmen. — Der Inductionsstrom eines kleinen, mit etwa 4 Bunsen'schen Elementen verbundenen Ruhmkorff'schen Inductoriums [1]) wird zunächst durch ein Galvanometer mit astatischem Nadelsystem und eine oder mehrere mit Wasserstoff gefüllte Geissler'sche Röhren geleitet, sowohl, um den Strom beliebig zu schwächen (bis der Ausschlag der Nadeln unter 60° ist), als auch, um ihm eine einseitige Richtung zu ertheilen. Sodann wird in den Schliessungskreis noch die mit dem zu untersuchenden Gase gefüllte Röhre eingeschaltet und wiederum der Ausschlag gemessen. Aus den Ausschlägen werden die ablenkenden Kräfte berechnet. Die Geissler'schen Röhren sind aussen sorgfältig zu trocknen, da sonst die auf ihnen condensirte Feuchtigkeit leitet.

Hierbei ergiebt sich, dass bei abnehmendem Druck zuerst beim Wasserstoff (bei dem Druck von $74^{mm}$), dann bei Kohlensäure ($39^{mm}$), Luft ($29^{mm}$), Sauerstoff und Stickstoff ($23^{mm}$) der Strom durch die Röhren in der einfachen Gasentladung geht. Kohlenoxyd wird erst bei einem Druck von $11^{mm}$, Grubengas bei $16^{mm}$, schweflichte Säure und Cyangas bei $5^{mm}$ leitend. Letzteres Gas zersetzt sich leicht, so dass die Ablenkungen der Galvanometernadel bald unregelmässig werden und die Farbe des Lichtes schnell wechselt. Die Ablenkungen bleiben stets unter den bei den einfachen Gasen erhaltenen. Bei weiterer Verdünnung wächst die Stromintensität erst langsam, dann sehr schnell bis zu einem Druck von $2^{mm}$ bei Wasserstoff, $1^{mm}$ bei Stickstoff, 0,7 bis $0{,}8^{mm}$ bei Sauerstoff, Kohlensäure und Luft, und nimmt bei weiteren Verdünnungen wieder etwas langsamer ab.

Analog hat de la Rive [2]) die Ströme eines Inductoriums durch ein 952
Geissler'sches Rohr geleitet, durch welches nur die Oeffnungsströme hindurchgingen. Zur Messung ihrer mittleren Intensität werden sie mittelst Platinplatten durch einen mit destillirtem Wasser gefüllten Trog von 20 Ctm. Länge, 5 Ctm. Breite und 3 Ctm. Tiefe geleitet, und in denselben Platindräthe gesenkt, welche bis auf $1^{mm}$ ihres Endes mit Glasröhren bedeckt sind und vermittelst einer Mikrometerschraube einander genähert werden können. Durch diese Dräthe wird ein Theil des Stromes zum Galvanometer abgezweigt. Die Platindräthe werden durch die Mikrometerschraube so lange verstellt, bis der Ausschlag der Galvanometernadel bei verschiedenen Verhältnissen stets derselbe ist. Die Entfernung der Dräthe giebt ein Maass für die Intensität des Stromes im Schliessungskreise. So fand de la Rive, dass bei einem Druck, der dem Maximum der Leitungsfähigkeit der Gase entspricht, der Wider-

---

[1]) Soll das Ruhmkorff'sche Inductorium recht regelmässig wirken, so ist es zweckmässig, dasselbe unter einem Glaskasten neben gebranntem Kalk aufzustellen, damit die Inductionsrolle immer vollkommen trocken sei. — [2]) de la Rive, Compt. rend. T. LVI, p. 669. 1863*; Archives des Sciences phys. et nat. Nouv. Sér. T. XVII, p. 53*.

stand der Geissler'schen Röhren ihrer Länge direct proportional ist und mit dem Querschnitt und Volumen der Röhren abnimmt.

953 Auch für Dämpfe von Metallen hat de la Rive[1]) in ähnlicher Weise die Leitungsfähigkeit bestimmt. In einem Glasballon sind vier Tubuli, zwei an den Enden eines horizontalen, zwei an den Enden des verticalen Durchmessers angebracht. Durch die ersteren gehen Metallstäbe, an deren Enden metallische oder Kohlenelektroden angebracht sind, zwischen denen durch den Strom einer Säule von 60 bis 80 Bunsen'schen Elementen ein Lichtbogen erzeugt werden kann. Durch die verticalen Tubuli gehen die Elektroden des Ruhmkorff'schen Inductoriums. Der Ballon wird mit Stickstoff gefüllt und auf 2 bis 3 Millimeter Quecksilberdruck ausgepumpt. Die Ströme des Inductoriums durchflossen diese Gase nur in einer Richtung. Ihre Intensität wurde in der im vorigen Paragraphen angeführten Art bestimmt. Wurde zwischen den horizontalen Elektroden der Lichtbogen erzeugt, so erschien die Entladung des Inductoriums in den durch den Lichtbogen erzeugten Dämpfen von Silber und Zink blau, von Cadmium apfelgrün, von Magnesium hellgrün, in Kohletheilchen blau u. s. f. Sodann ergab sich die Intensität der Inductionsströme grösser in den Metalldämpfen, als ohne dieselben, so besonders in den Dämpfen von Silber und Kupfer und auch bei Herstellung des Lichtbogens zwischen Kohlenelektroden. In wieweit hierbei die Dämpfe selbst oder auch die aus ihnen condensirten und in den Gasen vertheilten, festen Metall- und Kohletheile leiten, ist schwer zu entscheiden.

954 Ueber die Widerstände[2]) der einzelnen Theile der Entladung, des positiven Büschellichtes und negativen Glimmlichtes, sowie zugleich über ihre Verbreitung in den Entladungsröhren sind von Hittorf[3]) ausführliche Untersuchungen angestellt worden. — Die Röhren wurden durch eine Geissler'sche Quecksilberluftpumpe unter Zwischenschaltung eines Rohres mit fester Phosphorsäure zur Entfernung aller Feuchtigkeit evacuirt, und der Druck des Gases an einem Manometer mit $30^{mm}$ weiten Schenkeln gemessen. In den Röhren war dann nur Quecksilberdampf. Die Röhren endeten in engen Röhren, in welche die Elektroden (meist von Aluminium) mittelst gutem Siegellack auf eine längere Strecke eingekittet waren, so jedoch, dass das elektrische Licht letzteren nicht erreichte.

Bei grösserer Dichte der Luft glimmt gewöhnlich bei Anwendung einer in der Axe einer Geissler'schen Röhre befindlichen, negativen Drathelektrode nur der vordere Theil derselben; bei weiterer Verdünnung breitet sich aber das Glimmen weiter nach hinten aus.

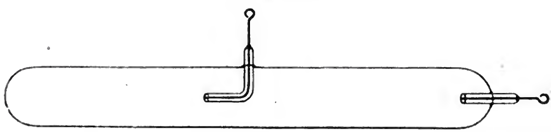
---

[1]) A. de la Rive, Arch. des sc. phys. et nat. Nouv. Sér. T. XXVI, p. 177. 1866; Compt. rend. T. LX, p. 1002. 1865*; Ann. de Chim. [4] T. VIII, p. 437. 1866*; Pogg. Ann. Bd. CXXXI, S. 446, 577*. — [2]) In dem §. 950 erwähnten Sinne. — [3]) Hittorf, Pogg. Ann. Bd. CXXXVI, p. 1 und 197. 1869*.

Das Glimmlicht erfüllt ferner einen um so weiteren Raum um die negative Elektrode, je dünner die Luft ist, und je kleiner die Oberfläche der Elektrode ist. Schaltet man in denselben Inductionskreis hinter einander zwei gleiche cylindrische Röhren ein, welche beide mit der Pumpe verbunden sind, deren eine eine lange, deren andere eine kurze negative Elektrode besitzt, und verdünnt die Luft, bis die ganzen negativen Elektroden von Glimmlicht bedeckt sind, so erscheint die kleinere mit einer dickeren Hülle von Glimmlicht bedeckt. Vermindert man die freie Oberfläche der einen Elektrode weiter, indem man sie allmählich in das sie umhüllende Capillarrohr hineinzieht, so breitet sich das Licht immer mehr aus. Ist die negative Elektrode auf einen Punkt reducirt, so bildet es eine schöne Halbkugel, die bei Abnahme des Druckes allmählich den dunklen Raum verdrängt und bis zu dem positiven Licht hervortritt.

Jeder feste und flüssige, gut- oder schlechtleitende Körper, der sich vor der negativen Elektrode befindet, schneidet das Glimmlicht scharf ab. Ist z. B. ein grades cylindrisches Rohr vor der einen Elektrode in einem rechten Winkel umgebogen, so geht, wenn die Elektrode positiv ist, die positive Entladung wohl um die Biegung herum, ist sie aber negativ, so ist mit derselben das Glimmlicht abgeschnitten, so dass sich das Glimmlicht gewissermaassen von der Elektrode in graden Strahlen fortpflanzt. — Wird die negative Elektrode aus einem bis auf seine Spitze mit Glas umhüllten ⌋förmigen Drath gebildet, der sich in der Mitte eines weiteren Rohres befindet und seine Spitze der an dem einen Ende befindlichen positiven Elektrode abwendet, Fig. 385, so breitet sich bei abnehmender

Fig. 385.

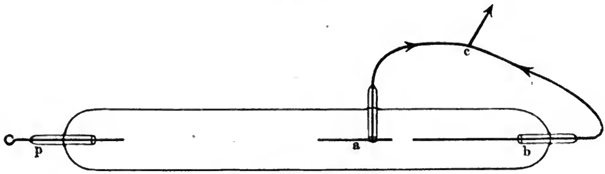


Dichte des Gases das Glimmlicht immer weiter in den von der positiven Elektrode abgewendeten Theil des Rohres aus. Bei Vertauschung der Elektroden biegt dagegen das positive Licht sogleich in der Richtung zur negativen Elektrode um. Ist hierbei die Entfernung der Elektroden nicht zu gross, so kann sich das negative Licht sogar über die positive Elektrode hinaus ausbreiten. Dasselbe geschieht, wenn die positive Elektrode aus einem langen, unbedeckten Drath gebildet ist, der in der Axe des Rohres der kürzeren negativen Elektrode gegenübersteht.

Lässt man die negative Elektrode aus zwei Theilen *a* und *b*, Fig. 386 bestehen, zwischen denen der Strom sich theilt, so ist der Widerstand der metallischen Leitungen *ac* und *bc* gegen den des Gases verschwindend. Macht man ersteren so gross, dass bei Abzweigung eines bestimmten

Theiles der in den Leitungen fliessenden Ströme in ein Galvanometer, dasselbe einen Ausschlag giebt, so berechnet sich hiernach, wenn bei gehöriger Verdünnung (2mm) die beiden Elektroden *a* und *b* sich mit Glimmlicht bedecken, die Intensität der Ströme in *ca* und *cb* nahezu proportional der Länge der Elektroden *a* und *b*.

Fig 386.




Ist hierbei der Abstand von *a* und *b* gross, so zeigt sich nicht nur zwischen der positiven Elektrode *p* und *a* das geschichtete positive Licht, sondern auch zwischen *a* und *b*, es ist aber stets von dem an letzterer auftretenden Glimmlicht durch einen dunklen Raum getrennt.

955 Verzweigt man in gleicher Weise den Strom durch zwei gleiche und gleichzeitig evacuirte, neben einander liegende cylindrische Röhren, welche zwei gleich dicke ($^2/_3$mm), aber verschieden (26,5mm und 103mm) lange Platindräthe als negative Elektroden enthalten, so zeigt sich bei schwachen Verdünnungen nur in dem einen Rohr mit der längeren Elektrode Glimmlicht. Ist aber die Verdünnung so weit gestiegen, dass das Glimmlicht beide Elektroden ganz bedecken kann, so theilt sich der Strom zwischen beiden Röhren. Misst man die Stromintensität durch ein Galvanometer, wie oben beschrieben, so ergiebt sich, wie dort, sowohl bei Anwendung verschiedener Gase, wie bei verschiedenen Verdünnungen, dass das Verhältniss der Stromintensitäten (1 : 4,17 bis 4,33) nahezu dasselbe ist, wie das der Längen der Dräthe (1 : 3,87). — Bei sehr grossem Unterschied der Oberflächen der Elektroden (1 : 100) wird indess das Verhältniss der Stromintensitäten bedeutender gegen das Verhältniss der Längen.

Hiernach wäre also der Widerstand der Röhren für die Entladung der Oberfläche der negativen Elektrode nahezu umgekehrt proportional.

Dass sich dasselbe Verhältniss nicht bei Einschaltung der einzelnen Röhren in den Schliessungskreis des Inductoriums und Ersetzung derselben durch verschieden lange Capillarröhren voll Zinkvitriol ergeben kann, folgt schon daraus, dass der Widerstand der Lösung sich mit der Stromintensität kaum ändert, der supponirte Widerstand der Gase während der Dauer jedes Inductionsschlages mit den dabei stattfindenden Temperaturänderungen schnell abnimmt, und zwar bei der Röhre mit kürzerer Elektrode stärker, da die Erwärmung an derselben bedeutender ist.

Der Grund der Abweichungen von der Proportionalität kann einmal in der bedeutenderen Abkühlung der kleineren Elektroden durch die Umgebung liegen. Wenn man z. B. die Oberflächen der Elektroden in den parallel gestellten Röhren dadurch verkleinert, dass man dieselben bis auf einen breiteren oder sehr schmalen Ring mit Glas bedeckt und so die Elektrode des letzteren Rohres sehr stark abkühlt, so vermehrt diese Abkühlung den Widerstand so sehr, dass bei einem Verhältniss der Oberflächen von 40,4 : 1 durch das Rohr mit kleinerer Fläche kein Strom mehr fliesst.

Sodann kann er von dem kleinen, aber doch nicht ganz verschwindenden Widerstande der positiven Entladung herrühren, der mit wachsender Stromintensität $I$ in einem grösseren Verhältniss abnehmen wird, als dem Werthe $I$ entspricht, da die Erwärmung der Gase unter Annahme des Joule'schen Gesetzes $I^2$ proportional wäre.

Sind die Räume, welche bei verschiedenen negativen Elektroden das 956
Glimmlicht erfüllt, nicht einander ähnlich, wie bei Anwendung gleich dicker und nur verschieden langer Elektroden, so ändert sich das Verhältniss der Widerstände je nach der Gestalt der Elektroden und des vom Glimmlicht erfüllten Raumes. So verhielten sich die Widerstände zweier, 10 Ctm. weiter Glascylinder, die mit gleichen positiven Dräthen versehen waren und in gleichen Abständen denselben gegenüber zwei gleich lange Cylinder von Aluminium von 1,625 und 10,375$^{mm}$ Durchmesser enthielten, deren Endflächen und Zuleitungsdräthe mit Glas bedeckt waren, wie 1 : 3; während das Verhältniss der Oberflächen der Elektroden 1 : 6,385 betrug.

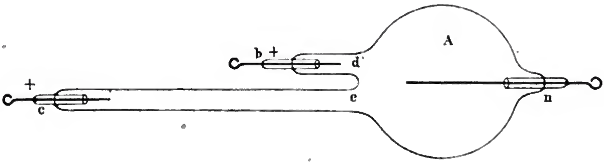
Der Widerstand beim Uebergang der Elektricität an der negativen Elektrode kann also nach Hittorf nicht nur an ihrer Oberfläche seinen Sitz haben, sondern muss mit dem Ausbreitungsgebiet des Glimmlichtes zusammenhängen.

Mit grösserer Verdünnung der Luft nimmt der Widerstand des 957
Glimmlichtes zu. Wurden z. B. in zwei mit Wasserstoff gefüllten ellipsoidischen Gefässen von etwa 20 Ctm. Länge und 10 Ctm. mittlerer Weite in der Richtung der Längsaxe liegende Aluminiumdräthe als Elektroden verwendet, von denen die positiven 20$^{mm}$, die negativen 72$^{mm}$ weit aus ihren Capillarröhren hervorragten, und der Strom durch beide neben einander verzweigt, so ergab sich z. B. das Verhältniss der Stromintensitäten bei Drucken, die sich wie 1 : 2 verhielten und bei Vertauschung der Gefässe resp. wie 1 : 2,59 und 2,52. Da sich nun bei hinlänglichem Raum das Glimmlicht auf einer längeren Elektrode mit steigender Verdünnung immer weiter ausbreitet, so kann es kommen, dass die hierdurch eintretende Verminderung des Widerstandes die Zunahme desselben durch die Verdünnung des Gases zum Theil aufwiegt und die Intensität des Stromes constant bleibt, wenn die Aenderung des Widerstandes des positiven Lichtes die Compensation ausserdem noch vervollständigt.

Auch von dem Stoff der Kathode ist der Widerstand des Glimmlichtes abhängig. So verhalten sich die Widerstände beim Aluminium, Platin, Silber und Zink etwa wie 2 : 8 : 8 : 5; so dass also die Widerstände bei den Metallen, Platin, Silber, welche am leichtesten zerstäuben und Absätze auf dem Glase erzeugen, am grössten sind. Eisen besitzt einen etwas grösseren Widerstand.

958 Beim positiven Licht nimmt der Widerstand mit wachsender Stromintensität ab. Es wurde z. B. der Inductionsstrom durch ein elliptisches Gefäss *A*, Fig. 387, geleitet, an welches zwei $13^{mm}$ weite Glas-

Fig. 387.




röhren von verschiedener Länge *db* und *ec* angeblasen waren, die zwei gleiche positive Elektroden von Aluminium *b* und *c* enthielten, während in dem weiten Gefäss selbst sich eine $73^{mm}$ lange negative Elektrode *n* von Platindrath befand. Der Strom wurde erst durch *c* und *n* geleitet, dann durch *b* und *n* und die Intensität durch Einschaltung eines Capillarrohres voll Zinkvitriollösung auf denselben Werth gebracht. So verhielten sich die Widerstände der positiven Entladung auf der Länge *ec* — *db* (115 Ctm.); bei den Stromstärken 1, 2,3 und 4,9 wie 61 : 34 : 23.

Aehnliche Versuche ergeben, dass der Widerstand des positiven Lichtes, der bei grossen Dichtigkeiten gegen den des negativen Lichtes bedeutend ist, entgegen dem Verhalten des letzteren, mit wachsender Verdünnung bis zu einem Druck von $^1/_{320}{}^{mm}$ beständig abnimmt. Dieses entgegengesetzte Verhalten könnte bedingen, dass bei einer bestimmten Verdünnung ein Maximum der Leitungsfähigkeit der ganzen Entladung eintritt; welches jedoch sowohl von der Grösse der Kathode, als auch von der Gestalt des Rohres abhängt.

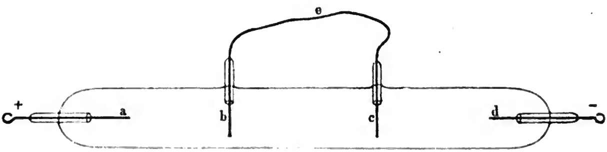
959 Bei grossen Verdünnungen kann entsprechend der Widerstand der positiven Entladung gegen den des Glimmlichtes zurücktreten. Verwendet man z. B. zwei mit Wasserstoff gefüllte Röhren, z. B. von $46^{mm}$ Durchmesser, mit gleichen Platin-Kathoden, denen die gleich gestalteten positiven Elektroden im Abstande von 12 und $146^{mm}$ gegenüberstehen, und verzweigt durch sie den Strom, so geht er bei geringeren Verdünnungen nur durch das Rohr mit näherstehenden Elektroden; bei grösseren Ver-

dünnungen aber meist durch beide Röhren. Die Intensitäten der Ströme verhalten sich in ihnen dann wie:

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| Spannkraft . . . . . . . | 1,85mm | 1 | 0,55 | 0,25 | 0,1 |
| Verhältniss der Intensitäten | 1,65 | 1,215 | 1,034 | 1,049 | 1,039 |

so dass bei grösseren Verdünnungen der Widerstand von der Länge der Röhren, d. h. von der Länge der positiven Entladung nahezu unabhängig ist. Namentlich bei kürzeren Abständen der Elektroden und bei grossen Verdünnungen verschwindet daher der Widerstand der positiven Entladung gegen den des Glimmlichtes. Dies entgegengesetzte Verhalten des positiven und negativen Lichtes zeigt sich auch, wenn man die Entladung durch eine Röhre Fig. 388 von *a* nach *d* leitet, deren Weite 60mm

Fig. 388.




beträgt, und in der sich in der Mitte noch zwei Elektroden *b* und *c* befinden. Bei grösseren Drucken ist *b* von Glimmlicht umhüllt und der Strom geht von *a* nach *b*, durch Drath *bec* und von *c*, welches auf der *d* zugekehrten Seite rothes positives Licht zeigt, nach *d*. Bei bedeutender Verdünnung erscheint aber zwischen *b* und *c* positives geschichtetes Licht, welches zuerst von dem Glimmlicht um *b* durch einen dunklen Raum getrennt ist, bei grösserer Verdünnung dasselbe aber ganz umhüllt. Die Bestimmung der Stromstärken in dem Hauptkreise und dem Drath *bec* durch ein Galvanometer gestattet, die Intensitäten der Ströme zwischen *b* und *c* in der positiven Entladung und in dem Zweig *bec* zu bestimmen, wo die Entladung durch das *b* bedeckende Glimmlicht hindurchgeht.

Es waren die Intensitäten (die im Drath *bec* = 1 gesetzt):

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Druck . . . . . | 1,5mm | 1,1mm | 0,75 | 0,5 | 0,15 | 0,075 |
| In der Luftstrecke | 0,467 | 0,35 | 3,13 | 17,23 | 131 | 187,5 |

so dass die Widerstände für das positive Licht im Verhältniss zum Widerstande des negativen Lichtes sehr schnell abnehmen.

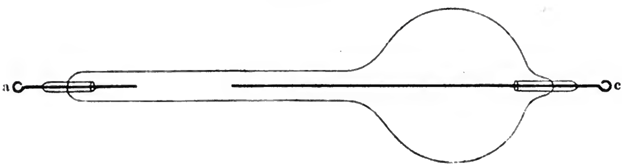
Je kleiner der Raum ist, welcher die negative Elektrode umgiebt, 960
desto weniger erscheint das Glimmlicht; so z. B. erlischt es, wenn man den unter dem Glimmlicht glühenden negativen Drath mit einem Glasfaden berührt und der Drath sich so mit geschmolzenem Glase bedeckt,

oder wenn man denselben mit einem engeren, vorn offenen Glasröhrchen umgiebt, durch welches gleichzeitig der Absatz des Metalls auf der Glasröhre aufgeschoben wird.

Bei gleicher elektromotorischer Kraft nimmt die Ausdehnung des Glimmlichtes auf der negativen Elektrode ab, wenn der Raum des Rohres um dieselbe klein ist. Wird daher z. B. bei Röhren von weniger als 40$^{mm}$ Durchmesser die Luft verdünnt, so erreicht dabei die Ausdehnung des Glimmlichtes ein Maximum und nimmt bei stärkeren Verdünnungen wieder ab, um sich bei engeren Röhren und sehr starken Verdünnungen ganz auf den Punkt am Ende der Elektrode zu beschränken, von dem es durch die ganze Länge des Rohres hindurchgeht und das Glas desselben auch an der positiven Elektrode zur Fluorescenz (s. w. u.) bringt. Das positive Licht verschwindet bei solcher Verdünnung fast ganz. Der Widerstand des Rohres ist dann sehr bedeutend, die Elektroden zeigen aussen starke Ladungen mit freier Elektricität; bei Röhren bis zu 20$^{mm}$ Durchmesser springen in einem Funkenmikrometer, welches in einem Parallelzweig neben der Röhre in den Schliessungskreis eingeschaltet ist, noch bei grossen Abständen (30$^{mm}$) der Kugeln Funken über, statt dass die Entladung durch das Rohr erfolgt.

961 Der Einfluss der Ausdehnung des Raumes an der negativen Elektrode zeigt sich sehr deutlich, wenn man die eine Elektrode *a* in den Hals, die andere *c* in die Kugel eines Kolbens einsetzt, so dass ihre Längsaxen

Fig. 389.




in einer geraden Linie liegen. Ist der Drath in der Kugel negativ, so glimmt er in seiner ganzen Länge; ist der Drath in dem Halse negativ, so geht das Glimmlicht nur von seinem Ende aus, verbreitet sich in einem Kegel bis in die Kugel, und endet an der die Anode umgebenden Glaswand in einem fluorescirenden Kreise. Bei der Prüfung mit dem Funkenmikrometer, wie oben, zeigt sich der grössere Widerstand bei der letzteren Richtung der Entladung.

Ragt bei den letzten Versuchen die in der Kugel des Kolbens (Fig. 389) befindliche Elektrode bis in den Hals desselben hinein, oder nur bis nahe an denselben, und wird dieselbe als Kathode angewandt, so verhält sich das Glimmlicht, wie wenn sie ganz von dem engeren Rohr umgeben wäre; das Glimmlicht geht nur von ihrem Ende aus. Auch hier ver-

schwindet bei gehöriger Verdünnung die helle äussere Schicht des Glimmlichtes allmählich, der dunkle Raum vor der negativen Elektrode breitet sich in der Röhre aus und an den Wänden des Glases verbreitet sich das positive Licht. Zugleich verschwindet der dunkle Raum vor der Kathode. Bei weiterer Verdünnung tritt dann das Glimmlicht ganz aus dem weiteren Raume zurück.

Nach Hittorf erscheint hiernach das Glimmlicht nur dann, wenn 962
die von den einzelnen Theilen der Kathode ausgehenden Strahlen des Glimmlichtes wirklich die positive Entladung erreichen können.

Das positive Licht scheint indess unmittelbar an der negativen Elektrode sich nur schwierig zu bilden. Sehr schlagend sind hierfür Versuche mit Kugeln (Fig. 390), in denen die beiden Elektroden aus zwei sehr nahe aneinander befindlichen, parallelen Dräthen bestehen. Bei grosser Verdünnung der Luft erfüllt dann das von der Kathode ausgehende Glimmlicht die ganze Kugel, das positive Licht erscheint aber auf der der Kathode abgewendeten Seite der Anode und fluthet von dort zu den Wänden des Glases. Bei sehr starken Verdünnungen bleibt die ganze Anode mit Ausnahme der Biegungsstelle an dem sie tragenden Glasrohre dunkel.

Auch wenn die Anode nur mit einer Spitze der drathförmigen Kathode gegenübersteht (Fig. 391), biegt sich das positive Licht in einem Bogen von der Kathode ab, wie wenn es fortgeblasen würde. Bei grösserem Querschnitt der Anode geht es von der ganzen Fläche derselben einige Millimeter gegen die Kathode hin, um dann nach allen Seiten gegen die Wände abzubiegen.

Mit Abnahme des Abstandes der Elektroden nimmt diese scheinbare Abstossung des positiven Lichtes zu.

Fig. 390

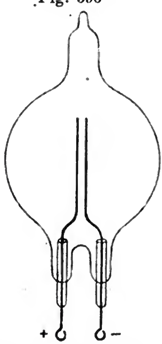
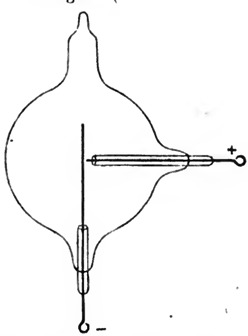



Fig. 391.




Hebt man die Erscheinung des Glimmlichtes auf, indem man z. B. den als negative Elektrode dienenden Drath *c* (Fig. 389), so weit er im

engen Halse des Gefässes liegt, mit einem vorn geschlossenen Glasrohr umgiebt, so bleibt dieser Widerstand gegen das Herantreten der positiven Entladung doch bestehen, so dass er nicht in dem Glimmlicht selbst zu suchen ist.

Eine vollständigere Aufklärung über alle diese Erscheinungen werden erst Versuche ergeben, bei denen man die für jede Einzelentladung in den Röhren erforderlichen Elektricitätsmengen unter den verschiedenen Bedingungen (ähnlich wie §. 933 angegeben ist) studirt.

963 Wir haben schon wiederholt erwähnt, dass, wenn man in den mit höchst verdünnter Luft gefüllten Raum des elektrischen Eies verschiedene andere Gase als Luft bringt, sich die Erscheinung des Lichtes in eigenthümlicher Weise umändert. Dies wurde zuerst von Grove [1]) bei Einführung eines Stückchens Phosphor beobachtet, welches auf eine, an der unteren Kugel des elektrischen Eies befestigte Platinschale gelegt wurde. Später fand Quet [2]) dieselbe Erscheinung bei Einführung ganz geringer Mengen Terpentinöl, Chlorzinn, Alkohol, Holzgeist in den leeren Raum des Eies. Dabei sondert sich der von der positiven Elektrode ausgehende Lichtkegel in eine Reihe heller Schichten, die der positiven Elektrode concentrisch sind, sich in weiterer Entfernung von derselben mehr abflachen, und welche durch dunkle Streifen von einander getrennt sind. Diese Streifen scheinen auf und nieder zu wallen, indem bei Ungleichheiten des Entladungsstromes ihre Stellung wechselt. Zwischen der negativen Elektrode und dem Lichtkegel bleibt unverändert eine dunkle Schicht. — Das violette Licht an der negativen Elektrode ist gleichfalls geschichtet; es scheint aus einer äusseren und inneren blauen Schicht zu bestehen, die durch eine dunklere Lage von einander getrennt sind. Diese Schichten sind dann von einem undeutlicheren bläulichen Lichtschein umgeben.

Ganz analog gestalten sich die Erscheinungen in engeren Glasröhren. Die Schichtung tritt besonders schön hervor, wenn diese Röhren mit Cyangas gefüllt sind [3]).

In der Mitte des elektrischen Eies und der Geissler'schen Röhren sind die Schichten meist gegen die negative Elektrode hin vorgebogen, indem scheinbar an den Wänden durch die Reibung die Luftbewegung daselbst gehemmt wird.

964 Aehnliche Schichtungen des Lichtes zeigen sich auch in Metalldämpfen. Hierzu kittet Faye [4]) in zwei gegenüber liegende Tubulaturen eines vierfach durchbohrten Glasballons einen horizontalen Eisenstab, der in der Mitte zu einer dünnen Schale ausgehöhlt ist. In diese wird das zu untersuchende Metall gelegt. Durch die dritte Tubulatur geht ein Messingstab, der in einigen Centimetern Entfernung über der Eisen-

---

[1]) Grove, Phil. Trans. 1852. Pt. I, p. 100*. — [2]) Quet, Compt. rend. T. XXXV, p. 949*; Pogg. Ann. Ergänzbd. Bd. IV, S. 507*. — [3]) Morren, l. c. §. 951. p. 325. 1865*. — [4]) Faye, Compt. rend. T. LIII, p. 493. 1861*.

schale in einer Kugel endet. Durch die vierte Tubulatur wird der Ballon mit Sauerstoff gefüllt. Man leitet durch den Eisenstab den Strom einer sehr kräftigen Säule; die Eisenschale in seiner Mitte geräth ins Glühen und das darauf befindliche Metall, z. B. Natrium, verdunstet und absorbirt den Sauerstoff. Durch den Raum, der nun bloss Metalldampf enthält, leitet man den Strom des Ruhmkorff'schen Apparates, indem man den Eisenstab und den Messingstab mit seinen beiden Elektroden verbindet. — Bei Anwendung von Natrium erschien das am Messingstab als positive Elektrode auftretende Licht gelb gefärbt und breit geschichtet; das negative Licht am Eisenstab war grünlich, theilte sich in der Mitte und zog sich gegen die Enden des Stabes hin. Dasselbe zeigte eine gegen die Längsrichtung des Eisenstabes normale Schichtung. Bei Abkühlung des Eisenstabes wurde das positive Licht, wie gewöhnlich, röthlich. Zinkspäne an Stelle des Natriums ertheilten dem positiven Licht eine schön blaue, aber schnell verschwindende Schichtung; Antimon färbte das Licht lila, Quecksilber grün, Cadmium dunkelgrün, Arsen lila, Schwefel schön blau. — Bei Anwendung von Schwefel und Arsen theilte sich das positive Licht schon weit über dem erhitzten Eisenstab, um zu den mit blauem Glimmlicht bedeckten Enden desselben zu beiden Seiten seiner stark erhitzten Mitte hinzugehen.

Auch wenn man zwei Glasplatten, deren eine mit Stanniol belegt, deren andere mit Wasser bedeckt ist, im luftverdünnten Raume mit ihren Kanten aneinander bringt, so dass zwischen ihnen ein keilförmiger Luftraum entsteht, bilden sich bei ihrer Verbindung mit dem Inductorium in dem Luftraume Schichten [1]).

Man könnte glauben, dass die einzelnen Schichten des elektrischen 965
Lichtes dadurch hervorgerufen wären, dass bei der Bewegung des Interruptors des Inductionsapparates eine Reihe einzelner Entladungen einander folgten, von denen jede eine erleuchtete Luftmasse von der positiven zur negativen Elektrode hinführte. Dem ist jedoch nicht so, denn schon bei einmaligem Oeffnen des Kreises des inducirenden Stromes zeigt sich die Schichtung, selbst wenn dieses Oeffnen ganz plötzlich erfolgt [2]), indem man z. B. eine mit dem einen Ende der Leitung verbundene Metallspitze von einem mit dem anderen Ende derselben verbundenen Metallblech abschiebt.

Ja sogar bei der Entladung eines einzelnen Funkens der Elektrisirmaschine oder der Leydener Flasche durch eine Geissler'sche Röhre oder das elektrische Ei erhält man schon die Streifung des elektrischen Lichtes; nur muss man die Entladungszeit derselben auf irgend eine Weise verzögern. Van der Willigen [3]) setzt zu diesem Zwecke die innere Belegung einer Leydener Flasche mit dem Conductor der Elektrisirmaschine in Verbindung und verbindet die äussere Belegung derselben mit der

[1]) Jean, Mondes T. V, p. 393. — [2]) Quet l. c. — [3]) Van der Willigen, Pogg. Ann. Bd. XCVIII, S. 494. 1856*.

einen Fassung des elektrischen Eies, während von der anderen Fassung desselben ein Drath ausgeht, der in einer Kugel endet, welche in geringer Entfernung vor der Kugel der Leydener Flasche aufgestellt ist. Bei dem Drehen der Scheibe der Elektrisirmaschine ladet sich die Flasche und entladet sich durch den das elektrische Ei enthaltenden Schliessungskreis. Man bemerkt noch keine Schichtung des Lichtes in demselben, selbst wenn der luftverdünnte Raum Terpentinöl- oder Bergamottöldampf enthält. Sowie aber in den Schliessungskreis an irgend einer Stelle eine feuchte Schnur eingeschaltet wird, tritt die Schichtung hervor. Je länger die Schnur ist, desto mehr geht die bläuliche Farbe des Lichtes an der positiven Elektrode gegen die negative Elektrode hin ins Rosenrothe über. — Indess kommen bei diesen Versuchen zuweilen auch abwechselnd gerichtete Ströme vor.

Man könnte ferner vermuthen, da jede einzelne Entladung des Inductoriums, wie auch der Leydener Flasche aus einer Reihe von Partialentladungen bestände, welche in kurzen Zwischenräumen aufeinander folgen, und dass jede derselben zur Bildung einer einzelnen leuchtenden Schicht Veranlassung gäbe. Lässt man indess vor einer Geissler'schen Röhre, durch welche die Entladungen hindurch gehen, einen Spiegel schnell um eine, der Axe des Rohres parallele Axe rotiren und projicirt das Bild des Rohres auf eine matte Glasplatte, so erscheinen die Bilder des durch die aufeinander folgenden Partialentladungen erleuchteten Rohres neben einander auf der Glasplatte, und zwar ist stets das ganze Rohr im Bilde erleuchtet (mit Ausnahme des dunklen Raumes, welcher, da die aufeinander folgenden Partialentladungen in ihrer Richtung abwechseln können, auch abwechselnd bei den einzelnen Bildern an der einen und anderen Elektrode liegen kann), und jedes Bild zeigt die Schichtung [1]).

966 Die Schichtung des Lichtes in den Geissler'schen Röhren ist abhängig von der Dichtigkeit der bei einer Entladung durch die Geissler'schen Röhren geführten Elektricitätsmenge. Wird die Dichtigkeit zu gross, so verschwindet die Schichtung. Unterbricht man daher den Kreis der Inductionsrolle, ausser durch das Geissler'sche Rohr, auch noch an einer anderen Stelle, so dass nur einzelne Funken in möglichst weitem Abstand daselbst überschlagen, so bemerkt man nach Grove [2]) in der Geissler'schen Röhre keine Streifung, sondern eine einfache Lichtmasse. Robinson [3]) konnte dieses Verschwinden der Streifung in einem mit sehr verdünntem Wasserstoff gefüllten Raum nicht wiederfinden.

Aus demselben Grunde beobachtet man das geschichtete Licht schwieriger, wenn man, statt direct beide Pole der Inductionsrolle mit den Elektroden der Geissler'schen Röhre zu verbinden, nur den einen Pol

---

1) Paalzow, Feddersen l. c. §. 798 u. flgde.; Fernet, Compt. rend. T. LXI, p. 259. 1865*. — 2) Grove, Phil. Mag. [4] Vol. XVI, p. 18. 1858*. — 3 Robinson, Phil. Mag. [4] Vol. XVII, p. 269. 1859*.

mit der einen Elektrode verbindet und aus dem anderen Pol Funken zieht. Man erhält dann eine ununterbrochene Lichtmasse, die stets von der negativen Elektrode ausgeht, und entweder bis zur positiven Elektrode sich ausbreitet oder in einiger Entfernung von der negativen Elektrode sich in geschichtetes Licht umändert. Letzteres tritt namentlich bei starker Pressung des Interruptors, ersteres bei schwächerer Pressung und bei schwachen Strömen auf[1]).

Ebenso bemerkt man, wenn die Elektricitäten von der Elektrisirmaschine den Elektroden zugeführt werden, keine Schichtung.

Verzögert man aber die Entladung, indem man z. B. in den Schliessungskreis einer Leydener Flasche oder der Elektrisirmaschine eine feuchte Schnur einschaltet, so tritt die Schichtung hervor (vgl. den vorigen Paragraphen). Bei Anwendung eines Inductoriums wird diese Verzögerung meist schon von selbst durch die Länge der Inductionsrolle herbeigeführt.

Auch von dem Querschnitt der Röhren ist die Schichtung abhängig. Bei einer Zunahme desselben nimmt in demselben Rohre die Deutlichkeit der Schichtung ab.

Die Schichtenbildung hängt ferner von dem Widerstand der Gesammt- 967
schliessung ab, wenn der Strom durch eine galvanische Säule hergestellt wird.

Derartige Versuche sind namentlich von Gassiot[2]) angestellt worden. Der Strom von 4000 Elementen mit Platten von Kohle und amalgamirtem Zink, welche mit Regenwasser gefüllt waren, dem ein Löffel voll schwefelsaures Quecksilberoxydul zugesetzt war, wurde unter Einschaltung von Röhren voll destillirtem Wasser durch Entladungsröhren geleitet, welche mit Kohlensäure gefüllt und sodann durch Einbringen von geschmolzenem Kali evacuirt waren.

Bei Einschaltung immer geringerer Widerstände erscheinen erst an der positiven Elektrode schnell hinter einander halbmondförmige Scheiben von rothem Licht, die bei Abnahme des eingefügten Widerstandes von der positiven Elektrode zurückweichen, bis sich 19 Scheiben gebildet haben. Bei weiterer Widerstandsverminderung fliessen die zwei Scheiben nächst der negativen Elektrode zu einer doppelconvexen Linse zusammen, deren eine der negativen Elektrode zugekehrte Seite blau, deren entgegengesetzte röthlich, deren Mitte glänzend roth ist. Zugleich erscheint eine neue halbmondförmige Scheibe an der positiven Elektrode. Bei noch weiterer Verminderung des Widerstandes laufen immer weitere zwei Scheiben zusammen, und es erscheint eine neue halbmondförmige Scheibe am positiven Pol, bis endlich alle 19 Schichten doppelcon-

---

[1]) Quet und Seguin, Compt. rend. T. XLVII, p. 964. 1858*. — [2]) Gassiot, Rep. Brit. Assoc. 1865. [2] p. 15*. Zu ähnlichen Versuchen wurden 3360 mit gesättigter Kochsalzlösung geladene Zinkkupferelemente verwendet. (Mondes T. IX, p. 713, auch Proceed Roy. Soc. Vol. XII, p. 329. 1863*.

vex sind. Dabei zeigt sich an den Stellen, wo nächst der negativen Elektrode die Lichtscheiben das Glas treffen, ein schwarzer metallischer Absatz. Der Magnet (s. w. u.) lenkt das Licht nur einseitig ab, wobei die Scheiben sich wieder trennen, indem der Strom einen grösseren Weg zurückzulegen, also einen grösseren Widerstand zu überwinden hat.

Durch einen rotirenden Spiegel zeigte sich, dass die Entladungen hierbei continuirlich waren.

968 Die Schichtung ist endlich abhängig von der Verdünnung des Gases in den Röhren. Bei schwächerer Verdünnung zeigt sie sich nicht, man beobachtet nur einen Uebergang eines wenig in die Breite ausgedehnten, glänzenden Lichtstreifens zwischen den Elektroden. — So erhielt man längere Zeit die Schichtung nicht in dem Torricelli'schen Vacuum, weil man die Feuchtigkeit nicht aus den Röhren entfernt hatte.

Dies rührt wohl daher, dass in dichterer Luft die an den Elektroden angehäuften Elektricitätsmengen grösser sein müssen, um dieselben in discontinuirlicher Entladung zu durchbrechen, und dann bei der letzteren eben wegen der grösseren Elektricitätsmengen die Stratification nicht auftreten kann. — Vermeidet man sehr sorgfältig im Torricelli'schen Vacuum jede Spur von Wasserdampf oder Gas, so dass dasselbe nur noch äusserst wenig Quecksilberdampf enthält, so werden die hellen und dunklen Streifen breiter und länger und weniger scharf begrenzt. Die Entladung wird „nebelartig". Lässt man dann durch ein kleines Loch, welches man z. B. durch Durchschlagen eines elektrischen Funkens in der Glasröhre angebracht hat, langsam ein Gas in das Vacuum eintreten, so ziehen sich die Schichten immer enger zusammen und ändern auch ihre Farbe [1]).

969 Wird ein Gas in einer Geissler'schen Röhre allmählich verdünnt, bis die Gasentladung erscheint, so treten nach de la Rive [2]) zuerst, z. B. in Stickstoff oder Luft, einige Schichten an der positiven Elektrode auf, wobei der Lichtstrom noch sehr dünn ist. Allmählich erweitert er sich, der dunkle Raum erscheint an der negativen Elektrode. Die Schichtung ist bei stärkeren Drucken sehr fein und beständig; bei schwächerem Druck werden die Schichten breiter (bis $5^{mm}$) und oscilliren hin und her, bis sie sich zuletzt in einen continuirlichen Lichtstrom auflösen, der endlich auch erlischt. Bei Drucken unter $2^{mm}$ erscheint im dunklen Raume blassrosa gefärbtes Licht. Je grösser der Widerstand des Gases ist (s. §. 950 u. flgde.), bei desto geringerer Verdichtung erscheint die Schichtung. Mit weiterer Verdünnung breitet sich auch das lavendelblaue Licht an der negativen Elektrode von ihrem vorderen Ende immer weiter nach hinten aus [3]).

---

[1]) Gassiot, Proceed. Roy. Soc. Vol. X, p. 36 und 393. 1860*; Arch. des Sc. phys. et nat. Nouv. Sér. T. X, p. 58*; Pogg. Ann. S. 156. 1861*. — [2]) De la Rive, Ann. de Chim. et de Phys. [4] T. VIII, p. 445. 1866*; Pogg. Ann. Bd. CXXXI, S. 441*. — [3]) Auch von Waltenhofen, Pogg. Ann. Bd. CXXVI, S. 527. 1865*; Wiener Ber. Bd. LI, 11. Mai 1865*.

Lässt man nach Verdünnung des Gases auf etwa $2^{mm}$ Druck an der einen oder anderen Elektrode Gas eintreten, so dass der Druck etwa um $\frac{1}{4}^{mm}$ steigt, so bilden sich sogleich rosige Nebel, die durch die ganze Röhre hindurchgehen, dabei vorübergehend die Schichtung verdecken, allmählich zur positiven Elektrode fortschreiten und den dunklen Raum wieder auftreten lassen.

Wird das Gas an der positiven Elektrode eingeführt, so erscheint daselbst ein sehr dünner heller Strahl, der in der Axe des Rohres fortschreitet, während das geschichtete Licht in der Röhre in den dunklen Raum und bis zur negativen Elektrode übertritt. Tritt das Gas an der negativen Elektrode ein, so bilden sich im dunklen Raum sehr feine rosige Schichten, die sich zwischen die früheren, weniger scharf begrenzten Schichten legen. Allmählich stellt sich dann der normale Zustand wieder her. Bringt man in ein elektrisches Ei neben der Luft einige Tropfen Terpentinöl, so erscheint in demselben das Licht bei der Verdünnung der Luft in dunkelrothen Schichten. Entfernt man während des Durchleitens des Stromes die Luft noch weiter durch den unten angebrachten Hahn aus dem Ei, so wallen die Schichten gegen die untere Seite des Eies; lässt man wieder ein wenig Luft ein, so steigen sie in die Höhe [1]).

Jedenfalls sind diese Erscheinungen nur dadurch bedingt, dass bei der plötzlichen Dichtigkeitsänderung der Luft an der einen oder anderen Elektrode in der Röhre ungleich dichte Stellen entstehen, in denen die Entladung in verschiedener Art vor sich geht, und die sich allmählich ausgleichen. Beim Entstehen der Schichten während des allmählichen Evacuirens hat de la Rive beobachtet, dass die Quecksilbersäule in dem mit dem Rohr verbundenen Manometer in Oscillationen geräth; namentlich wenn die Entladungen in weiteren Röhren, weniger, wenn sie in engeren Röhren geschehen, wo die Luft bald durch Reibung zur Ruhe kommt.

De la Rive schliesst daraus auf eine mechanische Bewegung der Luft bei der Schichtenbildung.

Die Schichtenbildung sucht de la Rive [2]) hiernach auf die Herstellung verschieden dichter Stellen in den Geissler'schen Röhren zurückzuführen, von denen die dichteren, schlechter leitenden erglühen, die besser leitenden, verdünnten Schichten aber dunkel bleiben sollen. Um diese vermeintliche bessere Leitungsfähigkeit der dunkleren Stellen der Entladung zu zeigen, bringt de la Rive in eine weite Geissler'sche Röhre zwei im Abstand von 3 Ctm. einander parallel gegenüber an Platindräthen befestigte Platinplatten von $7^{mm}$ Durchmesser. Die Platindräthe sind bis zu den Platten mit Glasröhren umgeben und mit einem Galvanometer verbunden. Wird durch das Rohr der Entladungs- 970

---

[1]) Gaugain, Compt. rend. T. XL, p. 1036. 1855*; Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 489*. — [2]) De la Rive, Compt. rend. T. LVI, p. 669. 1863; Archives des Sc. phys. et nat. Nouv. Sér. T. XVIII, p. 53; Ann. de Chim. et de Phys. [4] T. VIII, p. 455. 1866*; Pogg. Ann. Bd. CXXXI, S. 577*.

strom geleitet, so zeigt der durch die Platinplatten derivirte Strom eine starke Intensität, wenn sich die Platten in der leuchtenden Entladung befinden, eine schwache im dunklen Raume. Diese verschiedene Stellung kann man leicht durch Umkehrung der Stromesrichtung erzielen.

So ist z. B. der Ausschlag des Galvanometers, wenn die Entladung im Wasserstoff oder in Luft geschieht:

| | Wasserstoff | | Luft | |
|---|---|---|---|---|
| | Platinplatten dicht an der | | | |
| Druck | + | — Elektrode | + | — Elektrode |
| 15mm | 90 | 90 | — | — |
| 6 | 82 | 65 | 70 | 18 |
| 4 | 52 | 2 | 40 | 8 |
| 2 | 35 | 0 | 18 | 3 |

Der Unterschied zeigt sich also namentlich bei schwächerem Druck, wo auch erst die Schichtung und der dunkle Raum deutlich auftreten. — Der dunkle Raum soll also besser leiten, als die leuchtenden Stellen.

Aus diesem Grunde soll auch die Temperatur des dunklen Raumes viel niedriger sein, als die der hellen Stellen, ähnlich wie gut leitende Dräthe vom Strom schwächer erwärmt werden, wie schlecht leitende.

In einer Röhre von 16 Ctm. Länge, 4 Ctm. Durchmesser wurden in einem Abstand von 1 Ctm. von den Elektroden Thermometer mit Kugeln von 1 Ctm. Durchmesser eingeschmolzen (wobei die Strahlung von den sehr grossen, kugelförmigen Elektroden von ½ bis 1 Ctm. Durchmesser keinen Einfluss haben soll).

In zwei Minuten stieg das Thermometer:

| in Wasserstoff | an der + Elektrode | an der — Elektrode | Differenz |
|---|---|---|---|
| Druck 2mm | von 21—27° | 21—25° | 2° |
| 5 | 20—28½ | 20—25½ | 3 |
| 9 | 21—31 | 20—26½ | 4½ |
| 20 | 21—28½ | 21—26 | 2½ |
| in Stickstoff: | | | |
| Druck 2 | 19—24 | 19—22 | 2 |
| 5 | 20—29 | 20—24 | 5 |
| 9 | 20—31 | 20—27 | 4 |
| 20 | 20—25½ | 20—25 | ½ |

Es ist also der Temperaturunterschied auch von der Natur und Dichtigkeit der Gase abhängig.

Ausser dieser Ansicht über die Ursache der Schichtung sind noch mehrere andere aufgestellt worden, so zunächst von Riess[1]). Die Schichtung des elektrischen Lichtes bietet nach ihm eine sehr grosse Analogie dar mit dem Verhalten der elektrischen Entladung einer Batterie durch einen dünnen Drath, welcher durch dieselbe in scharfen Ecken umgebogen und zerrissen werden kann; ebenso mit der discontinuirlichen Entladung durch Flüssigkeiten. Durch Riess[1]) ist nachgewiesen worden, dass die stärkere Art dieser Entladung, bei der zwischen den, in eine Flüssigkeit eingesenkten Metallelektroden ein glänzender Funke übergeht, welcher wahrscheinlich aus einzelnen, zwischen den einzelnen Theilen der Flüssigkeitsschicht stattfindenden, sehr dicht auf einander folgenden, sprungweisen Entladungen besteht, unter gewissen Bedingungen in die schwächere discontinuirliche Entladung sich umwandelt, bei der nur bei den Elektroden eine solche sprungweise Entladung durch Funken stattfindet, welche indess in der sie verbindenden Flüssigkeitsschicht continuirlich wird. Dies geschieht namentlich bei zunehmender Leitungsfähigkeit der Flüssigkeit, wenn der Abstand der Elektroden grösser wird und die elektrische Dichtigkeit der Batterie sich vermindert. Vermuthlich nimmt entsprechend diesen Bedingungen allmählich zwischen den beiden erwähnten Extremen die Zahl der Intermittenzstellen ab und die Länge der zwischen ihnen befindlichen Flüssigkeitsschichten zu, in denen die continuirliche Entladung erfolgt. 971

In ähnlicher Weise bestände auch der elektrische Entladungsfunken in der Luft aus einzelnen, auf einander folgenden Funken, wie dies auch bei Betrachtung desselben in einem rotirenden Spiegel sich ergiebt[2]). Mit blossem Auge kann man wegen der Kürze der Intermittenzstellen dieselben nicht beobachten. — Wird die Luft verdünnt, so tritt die discontinuirliche Entladung leichter ein, und die Entfernung der Elektroden kann vergrössert werden. Die continuirliche Entladung nimmt noch mehr ab. Mischt man nun der Luft besser leitende Gase bei, so nimmt ihre Leitungsfähigkeit zu, die Intermittenzstellen für die discontinuirliche Entladung verlängern sich, und die Stellen, an denen die Funkenentladung mit der continuirlichen Entladung wechselt, treten in weiteren Abständen auf. Dies ist dann die Schichtung des Lichtes. Da die Anhäufung von Elektricität an der positiven Elektrode am grössten ist, so können wir annehmen, dass von dieser Elektrode zuerst ein Funken ausgeht und hierdurch die Luft vor demselben verdichtet wird; dadurch leitet sie die continuirliche Entladung besser, und in ihr findet dann eine Leitung der Elektricität ohne Lichtentwickelung statt, bis sie wieder in der folgenden Schicht von verdünnterer Luft in Funkenform übergeht.

Wie bei der Entladung in Flüssigkeiten tritt die Verlängerung der

---

[1]) Riess, Pogg. Ann. Bd. CVI, p. 77. 1859*; vergl. auch Morren, Cosmos T. XIV, p. 128. 1859*. — [2]) Vgl. hierüber Feddersen, Pogg. Ann. Bd. CIII, p. 69. 1858*. Wir geben nur eine Andeutung dieser Punkte, soweit sie zur Erklärung der Erscheinungen an dem Inductionsfunken erforderlich ist.

Intermittenzstellen, also auch die Schichtung des elektrischen Lichtes in der Luft nur bei einer geringeren Dichtigkeit der entladenden Elektricitätsmengen auf. Sie zeigt sich daher besser bei Anwendung nicht zu starker Säulen zur Erregung des inducirenden Stromes. Sie wird dagegen verhindert, wenn man jene Elektricitätsmengen vermehrt.

In dem dunklen Raum an der negativen Elektrode sollte die Elektricität mechanisch mit den Lufttheilchen fortgeführt werden. Dafür spricht nach Riess auch das Auftreten des blauen Glimmlichtes an der negativen Elektrode selbst, welches nie ohne eine wirkliche Bewegung der Luft erscheint.

972 Quet und Seguin[1]) schliessen sich der von Riess aufgestellten Ansicht über die Ursache dieser Erscheinung nicht an, indem sie die Bildung dichterer und dünnerer Luftschichten auf die Vertheilung der Elektricitäten schon vor der eigentlichen Bildung eines Funkens zurückführen. Sie werden dazu durch die §. 944 mitgetheilten Influenzwirkungen der Geissler'schen Röhren geführt, welche man unter anderem auch erhält, wenn man eine Geissler'sche Röhre mit einem Stanniolblatt umwickelt, dieses zur Erde ableitet und nun die eine Elektrode des Rohres mit dem Conductor einer Elektrisirmaschine verbindet. Stellt man nachher eine Verbindung zwischen der Elektrode und dem Stanniolblatt her, so zeigt sich eine geschichtete Entladung, der bei wiederholter Verbindung noch mehrere schwächere folgen können. Quet und Seguin nehmen deshalb an, durch die Vertheilung der Elektricität von den Elektroden aus theile sich die Gasschicht zwischen ihnen, wie ein anderer fester, der Influenz ausgesetzter, schlechter Leiter in einzelne, von den Elektroden aus immer schwächer elektrisirte, abwechselnd positiv und negativ geladene Schichten. Indem nun die entgegengesetzten Elektricitäten sich anziehen, bewegen sich zugleich die mit ihnen beladenen Gasschichten; dieselben verdichten sich deshalb zwischen der ersten positiven und negativen Schicht, verdünnen sich zwischen der ersten negativen und zweiten positiven Schicht u. s. f.

Bei gehöriger Verdichtung entladen sich die Elektricitäten in Funkenform durch die verdichteten Schichten, da die Anziehung der Elektricitäten bei ihrer Annäherung in denselben schneller zunimmt, als dabei die der Verdünnung proportionale Leichtigkeit der Durchbrechung der verdünnten Luftschichten abnimmt.

In dem später zu beschreibenden Versuch, bei welchem Kohlenpulver durch die hindurchgehende Entladung des Ruhmkorff'schen Apparates geschichtet wird, sehen Quet und Seguin eine Bestätigung ihrer Theorie. Dass die Schichtung bei Verdünnung des Gases leichter hervortritt und breiter wird, erklären sie aus der grösseren Schlagweite,

---

[1]) Quet und Seguin, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. LXV, p. 317. 1862*.

welche die gleichen Elektricitätsmengen in verdünnteren Gasen haben. — Auch dass man bei Anwendung von Metalldämpfen nach Faye breitere und schwächer gezeichnete Streifen erhält, soll der mitgetheilten Theorie entsprechen, da diese Dämpfe besser leiten, und so die abwechselnden positiven und negativen Schichten immer breiter werden müssen. — Der dunkle Raum an der negativen Elektrode scheint dieselbe Natur zu haben, wie die übrigen dunklen Schichten, da er durch alle Bedingungen, welche letztere abändern, in gleicher Weise abgeändert wird.

Reitlinger[1]), welcher mit v. Ettingshausen beobachtet hat, dass 973
an den weiten und engen Stellen der Geissler'schen Röhren das Spectrum des Lichtes verschieden ist, glaubt dagegen, dass durch die Inductionsströme eine derartige Zersetzung der in den Röhren enthaltenen Gase stattfinde, dass sich die Zersetzungsproducte schichtenweise lagern, so z. B. in Röhren, die Wasserdampf enthalten, der Wasserstoff und Sauerstoff, und nun die Entladung durch den besser leitenden Wasserstoff einfach geleitet werde, den Sauerstoff aber in Funken durchbreche. In einer Röhre, die nur ein wasserfreies Luftvacuum enthält, soll daher die Schichtung nicht auftreten. Bei geringen Mengen von Wasserstoff zeigen sich im Spectrum der Entladung die charakteristischen Wasserstofflinien (s. u.). Bei Zutritt von etwas mehr Wasserstoff ($6^{mm}$ Quecksilberdruck) tritt dann eine feine Perlenschichtung in einigen Theilen des Rohres, dagegen verschwinden die Wasserstofflinien im Spectrum, da dasselbe nun die Entladung ohne Lichterscheinung leiten soll. Ebenso würde reiner Quecksilberdampf wegen seiner guten Leitungsfähigkeit keine Schichtung zeigen. In einfachen Isolatoren, Sauerstoff u. s. f. wäre ebenfalls keine Schichtenbildung möglich.

Später sehen Reitlinger und Zerjau[2]) die Ursache der Schichtenbildung in einer mechanichen Theilung der Gase in bewegte und ruhende Schichten, an deren Knotenpunkten die schwerer beweglichen Stoffe angesammelt werden. Von den geschichteten Stoffen sollen die schlechter leitenden stärker ins Glühen gerathen.

Van der Willigen[3]) sieht die Ursache der Schichtung ebenfalls in einer Sonderung der Gasgemenge in besser und schlechter leitenden Schichten. Die besser leitenden Schichten leiten den Strom ohne zu leuchten, die anderen leuchten.

Es könnte indess sehr wohl sein, dass die Bildung der dunklen 974
Stellen in einer Weise stattfände, die sich der §. 937 erwähnten Bildung des dunklen Raumes völlig anschlösse. Werden die Gasmoleküle mit einer so grossen Geschwindigkeit z. B. von der positiven Elektrode fortgeführt, dass sie dabei leuchten, so werden sie beim Auftreffen auf

---

[1]) Reitlinger, Sitzungsber. der Wien. Akad. Bd. XLIII, S. 15. 1861*. — [2]) Reitlinger u. Zerjau, ibid. Bd. XLVI, S. 352. 1862*. — [3]) v. d. Willigen, Mededeel. d. Acad. te Amsterdam XV, 389. 1863; Fortschritte d. Phys. 1864. S. 495*.

die davor liegende, ruhende Gasschicht ihre Geschwindigkeit und ihre Leuchtkraft verlieren. Zugleich werden aber in jener Gasschicht die Elektricitäten vertheilt, die negativen Gastheilchen gleichen ihre Elektricität mit der der ankommenden positiven Theilchen aus, die positiven bewegen sich mit grosser Geschwindigkeit und bis zum Leuchten erhitzt weiter zur nächsten ruhenden Gasschicht u. s. f. Zwischen den in entgegengesetzter Richtung sich bewegenden, positiven und negativen Theilchen jeder Gasschicht ist eine Stelle der Röhre, wo das Gas nicht leuchtet und so eine dunkle Schicht bildet u. s. f. Dasselbe findet an der negativen Elektrode statt, wo gleichfalls helle und dunkle Schichten sich zeigen. Da wo die langsamer bewegten und daher weniger hellglühenden Gasmoleküle der negativen Entladung von den schneller bewegten, helleren, positiven getroffen werden, also in der Nähe der negativen Elektrode findet ein ganz ähnliches Verhältniss statt. Es hebt sich die den geladenen Luftschichten innewohnende Bewegung gegenseitig auf und der dunkle Raum entsteht. Da in diesem keine Bewegung der Elektricität mehr hervortritt, so beobachtet man auch bei den Versuchen von de la Rive daselbst keine derivirte Ströme. Mit zunehmender Geschwindigkeit der von den Elektroden fortgeführten Elektricitätsmengen müssen die Schichten nach dieser Erklärung immer enger werden, bis bei sehr grossen Dichtigkeiten der Luft die positive Entladung die Theilchen bis auf sehr weite Strecken ohne Schichtenbildung fortführt.

975 Der Einfluss der verschieden grossen Elektroden auf den Durchgang der Entladung, welchen wir schon beim elektrischen Ei beobachteten, tritt auch hervor, wenn noch zugleich die Glaswände eine Einwirkung auf die Entladung ausüben. Zugleich beobachtet man hierbei eine Abhängigkeit der Schichtung des Lichtes von der Richtung der Entladung. Dies zeigt sich z. B. bei den Ventilröhren von Poggendorff[1]). Dieselben bestehen aus 3 bis 4 Decimeter langen, etwa 3 Centimeter weiten Glasröhren, welche an dem einen Ende einen 0,8$^{mm}$ dicken Drath, am anderen Ende eine den Querschnitt der Röhre ausfüllende Scheibe von Aluminium als Elektroden enthalten und mit möglichst verdünntem Wasserstoffgas gefüllt sind. Lässt man durch eine solche Ventilröhre den continuirlichen Strom einer Influenzelektrisirmaschine fliessen, so ist das Licht ungeschichtet. Dient die Scheibe als positive Elektrode, so bildet es eine von der Scheibe bis über die Mitte der Röhre hingehende, weissliche Lichtsäule, der ein etwa 6 Ctm. langer, dunkler Raum und eine bis zum negativen Drathende gehende, 4 bis 5 Ctm. lange, blaue Zone folgt. Ist der Drath die positive Elektrode, so bildet die Entladung eine schmale Säule, in der kein dunkler Raum sichtbar ist. —

Verzweigt man den Elektricitätsstrom zwischen zwei gleichen, in entgegengesetzter Lage neben einander liegenden Ventilröhren, so fliesst er nur durch diejenige, in welcher die Scheibe als positive Elek-

1) Poggendorff, Monatsber. der Berl. Akad. 1867, 12. Dec. S. 801*.

trode dient. Die Einschaltung von Widerständen in den einen oder anderen Zweig ändert diese Verhältnisse nicht.

Verbindet man die zu den Elektroden der Ventilröhre führenden Leitungsdräthe mit den Belegungen eines Condensators von nicht zu kleiner Capacität, also von nicht zu kleiner Oberfläche oder möglichst geringer Dicke der isolirenden Schicht, z. B. mit einem beiderseits mit Stanniol belegten Glimmerblatt, so werden die Entladungen discontinuirlich; es tritt eine Schichtung des Lichtes auf, die bei Einschaltung von grösseren Widerständen, z. B. längeren feuchten Schnüren, in die Schliessung verschwindet und dann erst bei stärkeren Ladungen hervortritt. Dieselbe zeigt sich nur deutlich, wenn die Scheibe als negative Elektrode dient. Statt der feuchten Schnüre kann man auch Geissler'sche Röhren und eine zweite Ventilröhre einfügen.

Bei der Verzweigung durch zwei entgegengesetzt liegende Röhren geht jetzt entgegen dem Verhalten des continuirlichen Stromes die Entladung in der Röhre über, in welcher die Scheibe als negative Elektrode dient. Das Verhalten ist also dem gegen den continuirlichen Strom gerade entgegengesetzt.

Unterbricht man hierbei den Entladungskreis noch durch eine Luftschicht, in der Funkenentladungen übergehen, so erhält man in beiden Lagen der Ventilröhre gleichmässig helles, ungeschichtetes Licht in derselben. Wird eine nasse Schnur eingefügt, und ist die Scheibe die positive Elektrode, so ist die Erscheinung bei kleinen Schlagweiten dieselbe, wie eben beschrieben. Dann aber nimmt mit Vergrösserung der Schlagweite das Licht ab, so dass nur das negative Ende des Rohres gelb leuchtet. Bei fernerer Vergrösserung der Schlagweite nimmt das Licht an Helligkeit zu. Es ist indess stets ungeschichtet. — Ist die Scheibe die negative Elektrode, so ist bei kurzer Schlagweite zuerst die Erscheinung dieselbe, wie bei der discontinuirlichen Entladung im ununterbrochenen Kreise; bei grösserer Schlagweite wird das Rohr dunkel, nur die Spitze des positiven Drathes leuchtet, und auf der negativen Scheibe zeigt sich gelbes Fluorescenzlicht; bei noch grösserer Schlagweite treten am positiven Drath scharfe Schichten hervor, deren Zahl allmählich zunimmt, so dass sie die Röhre bis zur Hälfte erfüllen, dann aber durch den dunkelen Raum von der mit Fluorescenzlicht bedeckten negativen Scheibe getrennt sind. Bei immer grösser werdender Schlagweite verwaschen sich die Schichten wieder und die Lichtmasse wird fast continuirlich. — Bei Einschaltung von Widerständen, z. B. feuchten Schnüren, muss man zur Hervorbringung dieser Erscheinungen, namentlich bei kürzeren Schnüren, grössere Schlagweiten anwenden; bei grösseren Widerständen kann man die dunkele Periode schwer erhalten, und fast immer treten Schichten auf.

Wird hierbei der Strom zwischen zwei parallel und entgegengesetzt liegenden Ventilröhren verzweigt, so geht er stets durch die Röhre, in der die Scheibe als negative Elektrode dient.

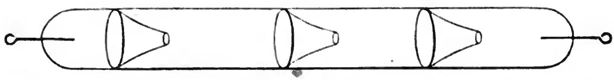
Schaltet man statt der feuchten Schnüre Drathrollen als Widerstände ein, so treten in Folge der Inductionserscheinungen complicirtere Erscheinungen und alternirende Ströme auf. Bei der eben erwähnten Verzweigung zeigen sich daher Lichtschichten in beiden Ventilröhren.

Gegen die Inductionsströme des Inductoriums verhalten sich die Ventilröhren, wie gegen die discontinuirlichen Ströme. Dient die Scheibe als negative Elektrode, so gehen nur die Oeffnungsströme hindurch, und es zeigt sich dieselbe Erscheinung, wie beim continuirlichen Strom; dient sie als positive Elektrode, so erscheint das negative Ende des Rohres gelb fluorescirend, und das ganze Rohr ist mit einem kaum geschichteten, violetten Lichtnebel erfüllt. Zugleich geht aber ein Theil des Schliessungsstromes mit hindurch.

Bei der Verzweigung geht der Oeffnungsstrom nur durch die Röhre, in der die Scheibe als negativer Pol dient; der Schliessungsstrom geht durch die andere Röhre, wo also wiederum für ihn die Scheibe als negative Elektrode dient.

975a. Aehnliche, nur complicirtere Erscheinungen beobachtet man, wenn eine Röhre durch trichterförmige Glaseinsätze in Abtheilungen getheilt ist. So liess schon Geissler zuweilen bei seinen Röhren beim Uebergang aus einer engeren Röhre in eine weitere Kugel erstere sich trichterförmig in die letztere hineinziehen. Holtz hat sodann diesen Röhren folgende Gestalt (Fig. 392) gegeben:

Fig. 392.



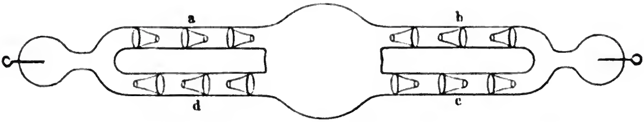
Eine gerade, etwa 60 Ctm. lange, $15^{mm}$ weite Röhre, an deren Enden die Elektroden eingeschmolzen sind, ist durch eingeschmolzene Glastrichter, welche ihre capillaren Oeffnungen alle nach einer Seite kehren, in mehrere Abtheilungen getheilt. Dieselbe ist mit einem höchst verdünnten Gase, am besten mit Wasserstoff, gefüllt.

Diese Röhren verhalten sich gegen die verschieden gerichteten Ströme verschieden, zeigen aber nicht dabei für Ströme von verschiedenen Quellen dieselben Unterschiede, wie die Ventilröhren. — Sie bieten sowohl den Inductionsströmen des Inductoriums, als auch den continuirlichen und discontinuirlichen Strömen der Influenzmaschine einen geringeren Widerstand dar, wenn die Trichterspitzen der positiven Elektrode zugekehrt sind (positive Lage des Rohres). Bei Verzweigung der Ströme durch zwei in entgegengesetzter Lage befindliche Holtz'sche Röhren fliessen sie nur durch die positiv gelagerte. Bei den continuirlichen Strömen vermag man durch Einschaltung von gasigen oder feuchten Widerständen in den Zweig der positiven Röhre auch hier nicht die Entladung zur anderen Röhre überzuführen; bei den discontinuirlichen

und Inductionsströmen, und namentlich bei Unterbrechung der Entladungskreise durch einen Funken, gelingt dies leichter.

Lässt man einen Inductionsstrom oder den Strom der Holtz'schen Maschine durch die Doppelröhren, Fig. 393, gehen, so fliesst er je nach seiner Richtung durch *c* und *a* oder *d* und *b* und durch die mittlere Kugel im Winkel von 45°. Ströme von alternirender Richtung kreuzen sich in der Kugel und gehen abwechselnd durch *c* und *a* und *d* und *b* [1]).

Fig. 393.




Die Lichterscheinungen und das Hervortreten der Schichten in diesen Röhren sind denen in den Ventilröhren ähnlich, wenn auch complicirter, indem dabei noch eine Verschiebung der Schichten in der Röhre zu erkennen ist. So laufen z. B. bei Anwendung von Inductionsströmen in der positiven Lage die Schichten mehr in die Trichterspitzen hinein, wo die letzte Schicht nicht mehr gut zu erkennen ist; in der negativen Lage gehen sie mehr nach der entgegengesetzten Seite.

Erwärmt man eine Poggendorff'sche Ventilröhre in der Mitte, während durch discontinuirliche Influenzströme in ihr Schichten entstehen, so werden dieselben schärfer, feiner, und namentlich an der positiven Elektrode (dem Drath) treten sehr viele neue, eng aneinander liegende Schichten auf; bei der Abkühlung verschwindet dieser Einfluss fast ganz. — Auch bei Anwendung des Inductionsstromes ergeben sich beim Erwärmen schmale, scharfe Streifen. 976

Wird dagegen die eine Kammer einer Holtz'schen Röhre beim Durchgang von Influenzströmen erwärmt, so nimmt ziemlich gleich in beiden Lagen zuerst in der erwärmten Kammer die Zahl der Schichten ab, in den nicht erwärmten aber in auffallender Weise zu. Bei der Abkühlung nimmt die Zahl der Schichten auch in der vorher erwärmten Kammer zu und seltsamer Weise bleibt diese Vermehrung der Schichten bis auf das Doppelte auch nach dem Erkalten bestehen; die Zahl derselben wächst aber vorübergehend noch bei jeder Erwärmung.

Bei Inductionsströmen verwandelt das Erwärmen die weiten Schichten der erwärmten Kammer in schmale; während in den anderen Kammern alle Schichten in einen gleichförmigen Nebel übergehen. Nach dem Erkalten zeigt die Röhre keine dauernde Zunahme der Schichten. Dieser Unterschied rührt von der bedeutenden Elektricitätsmenge her, die sich im Inductionsstrom bewegt; bei Anwendung schwächerer Induc-

[1]) Daniel, Mondes T. XIX, p. 537. 1869*.

torien verhalten sich die Röhren gegen die Inductionsströme, wie gegen die Influenzströme.

977 Wir haben bisher angenommen, dass nur der Oeffnungsinductionsstrom die Elektroden in genügender Dichtigkeit ladet, um den luftverdünnten Raum der Entladungsröhren zu durchbrechen. Ist dies nicht der Fall, so können alternirende Entladungen in den Röhren auftreten. Es erscheint dann an beiden Elektroden derselben Glimmlicht, und in einem parallel der Axe des Rohres rotirenden Spiegel haben die einzelnen, durch die Partialentladungen erzeugten Bilder des Rohres, welche man auch auf eine matte Glasplatte projiciren kann, abwechselnd an den entgegengesetzten Enden Glimmlicht. Legt man ein solches Rohr, in dem alternirende Entladungen auftreten, zwischen die Pole eines Magnetes, so werden die entgegengesetzt gerichteten Ströme nach entgegengesetzten Seiten abgelenkt (vgl. w. u.).

978 Ein Grund für das Auftreten alternirender Ströme ist z. B. eine sehr grosse Verdünnung der Luft. Füllte Gassiot[1]) seine Röhren nach dem Vorschlage von Andrews mit Kohlensäure und brachte in dieselben ein Stück Kali, welches die Kohlensäure, namentlich beim Erhitzen, allmählich absorbirte, so zeigte sich nach einiger Zeit eine Schichtung des Lichtes, welche bald bei weiterer Absorption der Kohlensäure völlig aufhörte. Dann erschien an beiden Elektroden Glimmlicht, und ein in den Schliessungskreis eingeführtes Galvanometer zeigte keine Ablenkung. Das schwache Licht in der Röhre wurde durch die Einwirkung des Magnetes in zwei Theile getheilt. — Bei noch weiterer Absorption hörte die Leitung des Stromes durch die Röhre ganz auf (vgl. §. 949).

Dasselbe Resultat erhielt noch einmal Fernet[2]), als er zwischen zwei vertical über einander gestellten Platindräthen in einer Glasglocke die Inductionsströme übergehen liess und allmählich die Luft bis auf 2 bis $3^{mm}$ Druck auspumpte. In einem rotirenden Spiegel trennen sich die alternirenden Entladungen, deren jede Schichtungen besitzt, deren eine aber an der oberen, deren andere an der unteren Elektrode das Glimmlicht zeigt. Bei einer gleichzeitigen Unterbrechung in der Luft erhält man nur einseitig gerichtete Ströme.

Nach Robinson[3]) zeigen sich die alternirenden Entladungen auch, wenn die Elektroden sehr weit von einander entfernt sind, und können dann durch einen rotirenden Spiegel nachgewiesen werden.

Endlich erscheinen sie bei gewissen Veränderungen des Widerstandes der Schliessung der inducirten Ströme, so z. B. wenn man in den Schliessungskreis eine Geissler'sche Röhre und ausserdem eine Röhre $A$ einschaltet, in der zwei Platindräthe vermittelst einer Stopfbüchse in verschiedenen Abständen einander gegenübergestellt werden können[4]). Pumpt

[1]) Gassiot, Phil. Trans. 1859. p. 147*. — [2]) Fernet, Compt. rend. T. LXI, p. 257. 1865*. — [3]) Robinson, Phil. Mag. [4] T. XVII, p. 269. 1859*. — [4]) Magnus, Monatsber. der Berl. Akad. 6. Juni 1861*; Pogg. Ann. Bd. CXIV, S. 299. 1862*.

man die Luft in dieser Röhre bis zu einer gewissen Verdünnung aus, so entstehen bei einer bestimmten Entfernung der Platindräthe nur einfache, bei einer weiteren Entfernung, wenn statt einfacher Funken büschelartige Funken zwischen denselben auftreten, alternirende Ströme, durch die sich beide Elektroden der Geissler'schen Röhre mit blauem Glimmlicht überziehen.

Ist bei constanter Entfernung der Platindräthe die Luft in der evacuirten Röhre *A* sehr verdünnt, so sind die Ströme einfach; beim Zulassen von Luft werden sie ebenfalls beim Eintreten der büschelartigen Entladung alternirend. Statt durch Einschalten der Röhre *A* kann man auch durch Einschalten einer $40000^m$ langen Inductionsspirale eines grossen Ruhmkorff'schen Apparates oder eines $1^m$ langen, $3^{mm}$ weiten, mit Wasser gefüllten Glasrohres alternirende Ströme erhalten. Wendet man statt des Wassers eine besser leitende Lösung von 0,25 Thln. schwefelsaures Kali in 100 Thln. Wasser an, so erhält man nur einfache Ströme.

Umgekehrt bemerkt man auch bei zu grosser Verringerung des Widerstandes der Schliessung alternirende Ströme, so z. B. bei Anwendung des grossen Inductionsapparates, in dessen Schliessungskreis die Geissler'sche Röhre und das Rohr *A* eingeschaltet ist, wenn die Luft in letzterem sehr stark verdünnt ist. Bei grösserem Abstand der Elektroden in *A* werden die Ströme wieder einfach. — Sind die Platindräthe in der Röhre *A* oder die Elektroden der mit Wasser gefüllten Röhre so weit von einander entfernt, dass bei Anwendung eines Inductionsapparates mit einer sehr langen Inductionsrolle gerade noch einfache Ströme auftreten, so werden sie bei Anwendung eines kleineren Inductionsapparates alternirend, indem dann auch in der Röhre *A* die Entladung nicht mehr in einem hellen Funken, sondern büschelförmig vor sich geht. — Ebenso erhält man alternirende Ströme, wenn man die Röhre *A* so angeordnet hat, dass bei Anwendung eines kleinen Inductionsapparates die Ströme einfach sind und man denselben nun durch einen grossen Apparat ersetzt. Bemerkenswerth ist, dass man in diesen Fällen schon bei einmaliger Oeffnung des Stromkreises der inducirenden Rolle, gleichviel ob sie schnell oder langsam erfolgt, alternirende Ströme erhält; so dass jedenfalls bei geringen Widerständen dieselben nicht allein auf einem Uebergang des Schliessungsstromes mit dem Oeffnungsstrom beruhen, sondern auf die §. 795 u. flgde. ausgeführten Gründe des Auftretens alternirender Ströme zurückzuführen sind.

Verbindet man nur die eine Elektrode eines Entladungsrohres mit dem **979**
einen Ende der Inductionsrolle und umgiebt es mit einem Stanniolblatt, welches mit dem anderen Ende der Rolle oder auch, ebenso wie dieses, mit der Erde verbunden ist, so werden die Schichtungen des elektrischen Lichtes sehr complicirt, indem sich die innere Seite des Rohres und das sie umgebende Stanniolblatt wie die Belegungen einer Leydener Flasche verhalten, die sich abwechselnd durch die Inductionsströme laden und ent-

laden. Es entstehen dann in der Röhre alternirende Ströme von der Elektrode zum Glase und umgekehrt. Isolirt man das Stanniolblatt und den nicht mit der einen Elektrode des Geissler'schen Rohres verbundenen Pol der Inductionsrolle, so sind die Erscheinungen wenig deutlich [1]).

Ganz ähnliche Erscheinungen ergeben sich, wenn auf das Rohr zwei Ringe von Stanniol an zwei Stellen aufgeschoben, und diese mit den Polen der Inductionsrolle verbunden werden. Dieselben laden sich hierbei abwechselnd mit entgegengesetzten Elektricitäten. Im Innern des Rohres wird durch Influenz die Elektricität unter jenen Stanniolblättern vertheilt, und zwischen den betreffenden Stellen circuliren abwechselnd gerichtete Ströme, die z. B. durch den Magnet entgegengesetzt abgelenkt werden (s. w. u.). Es genügt hierbei, auch nur eine der beiden Stanniolbelegungen mit dem einen Pol des Inductoriums zu verbinden und den anderen Pol desselben und die andere Belegung isolirt zu lassen [2]).

Bringt man in einem kurzen Geissler'schen Rohr nur eine Elektrode an, die man mit dem einen Ende der Inductionsrolle verbindet, während das andere Ende derselben zur Erde abgeleitet ist, so zeigt sich, gleichviel mit welchem Ende der Rolle die Elektrode des Rohres verbunden ist, stets an letzterer blaues Glimmlicht, indem sich das Glas im Innern des Rohres abwechselnd durch den Inductionsstrom ladet und durch die Rolle selbst wieder entladet [3]).

980 Alternirende Ströme erhält man auch, wenn an ein weiteres Geissler'sches Rohr, in dessen Enden sich die Elektroden befinden, seitlich oder an dem Ende des weiteren Rohres selbst, hinter der einen Elektrode ein engeres, an seinem anderen Ende zugeschmolzenes Rohr angeschmolzen ist. Die Wände des engen Rohres laden sich dann mit der einen oder anderen Elektricität und entladen sich wieder rückwärts [4]).

Solche recurrente Ströme treten auch stets ein, wenn die Entladung aus einer weiteren in eine engere Abtheilung einer Geissler'schen Röhre übertritt. Sie verdanken hier jedenfalls ihren Ursprung ebenfalls einer statischen Ladung und darauf folgenden Entladung der Glaswände. Da eine solche bei metallischen Leitern nicht stattfindet, so wird auch eine Bildung alternirender Ströme beim Uebertritt des galvanischen Stromes aus einem dicken in einen dünnen Drath nicht wahrzunehmen sein.

981 Alternirende Ströme treten ferner auf, wenn ein Entladungsrohr in der Mitte durch eine dünne Scheidewand von Glas getheilt ist, an der sich die Elektricitäten binden können. Auf den Magnet in äquatorialer Lage aufgelegt, zeigt ein solches Rohr in beiden Hälften einen doppelten Lichtstreifen; indem der Lichtstrom z. B. von der positiven Elektrode $A$

---

[1]) Quet und Seguin, Compt. rend. T. XLVII, p. 964. 1858*. — [2]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 81. 1859*. — [3]) Magnus, l. c. — [4]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CXVI, S. 27. 1862*.

(Fig. 394) sich nach unten senkt, bis zur Glasscheidewand fort geht, dort nach oben sich wendet und auf der oberen Seite des Rohres zur Elektrode zurückkehrt. Der Strom von der negativen Elektrode *B* nimmt den umgekehrten Weg, so dass es scheint, als ob zwei positive Ströme, der eine

Fig. 394.

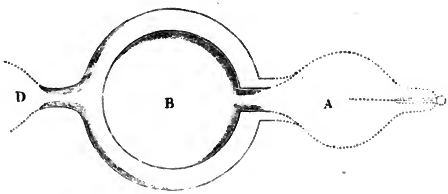



von der positiven Elektrode ausgehende an der unteren, der andere von der negativen Elektrode ausgehende an der oberen Seite des Rohres zwischen beiden Elektroden circulirten. Dabei zeigt sich in jeder der beiden Hälften der Glasröhre eine dunkle Stelle in dem Lichtstrome, welche da liegt, wo der positive Strom über die Glasscheidewand auf die andere Seite der Röhre getreten ist. — Wird die Röhre axial über die Magnetpole gelegt, so zeigen sich die entsprechenden Erscheinungen in der Horizontalebene; die dunklen Stellen liegen aber an derselben Seite des Rohres (s. w. u.).

Schliesst man das Fig. 395 gezeichnete Rohr bei *D* und setzt daselbst eine Elektrode von Platin ein, so erscheint an beiden Elektroden das negative Glimmlicht, gleichviel, in welcher Richtung die Verbindung der Elektroden mit dem Inductorium erfolgt [1]).

Bei Abtheilung der Röhre in drei Theile entstehen noch complicirtere Erscheinungen. Geissler formt solche sogenannte Inductionsröhren in der Art, dass die die Elektroden enthaltenden kleinen Kugeln $AA_1$ (Fig. 395,

Fig. 395.




in der nur das eine Ende des Apparates gezeichnet ist) durch engere Röhren mit grösseren Kugeln $BB_1$ verbunden sind, um die noch grössere Kugeln herumgeblasen sind, welche sich durch engere Röhren mit einem grösseren elliptischen Glasgefäss *D* vereinen und so mit diesem die mittlere Abtheilung des ganzen Rohres darstellen.

---

[1]) Wendet man statt des Inductionsstromes den Strom einer Holtz'schen Influenzmaschine an, so durchdringt er bei sehr dünnen Scheidewänden das Glas; das negative Licht erscheint nur an der einen Elektrode und auf einem in den Schliessungskreis eingeschalteten Jodkaliumpapier wird das Jod einseitig abgeschieden (Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. CXXXIV, S. 304. 1868*; Berl. Monatsber. 23. Apr. 1868).

Die in den mittleren Theilen der Geissler'schen Inductionsröhren sich bildenden alternirenden Ströme sind besonders geeignet zur Untersuchung der Gasspectra, da in ihnen kein Absatz von Metallspiegeln durch Zerstäubung der Masse der negativen Elektrode eintritt. Man braucht dann nur den mittleren Theil der Röhren zu einem Capillarrohr zu verengen.

Da sich hier bei Zersetzung zusammengesetzer Gase ihre Bestandtheile nicht mit den Elektroden verbinden, so ist das Spectrum aus den Spectren beider Bestandtheile zusammengesetzt; so z. B. das Spectrum des Wasserdampfes aus dem des Wasserstoffs und Sauerstoffs u. s. f.

982 Endlich erhält man auch noch alternirende Ströme in den Geissler'schen Röhren, wenn man jede ihrer Elektroden mit den beiden entgegengesetzten Polen zweier Ruhmkorff'scher Apparate verbindet.

Es würde indess durchaus ungerechtfertigt erscheinen, aus diesen und ähnlichen Versuchen zu schliessen, dass zwei entgegengesetzt gerichtete Ströme, ohne zu interferiren, gleichzeitig das Rohr durchströmen können [1]. — Wenn man auch bei einer ähnlichen Anordnung leuchtende Entladungen wahrnimmt und in einem in den Stromkreis eingeschalteten Voltameter Wasserzersetzung beobachtet, während doch die Inductionsströme beider Apparate sich aufheben sollten, so ist der Grund hiervon nur darin zu suchen, dass die entgegengesetzten Ströme beider Apparate doch nicht ganz gleichzeitig den Schliessungskreis durchfliessen, sondern abwechseln. Denn selbst wenn die inducirenden Spiralen beider Apparate hinter einander entgegengesetzt verbunden werden, und die Unterbrechungen des durch sie hindurchgeleiteten Stromes durch einen einzigen Interruptor geschehen, so kann immer noch die Zeit zum Entstehen und Vergehen des Magnetismus in den Eisenkernen beider Apparate verschieden sein [2]. Schiebt man aber auf ein einziges, längeres Eisendrathbündel zwei gleiche Inductionsspiralen, welche man entgegengesetzt verbindet, so erhält man beim Magnetisiren des Drathbündels kaum physiologische Wirkungen und auch keine Funken und Gasentladungen zwischen den nicht verbundenen Enden der Spiralen, namentlich wenn man die Spiralen so angeordnet hat, dass bei ihrer entgegengesetzten Verbindung die freien Enden von beiden ihre äusseren Drathenden sind.

983 Die Helligkeit des Lichtes der Entladungsröhren nimmt zu mit der Intensität der Inductionsströme und der Abnahme des Querschnittes der Röhren. — Um das Licht recht hell zu erhalten, bildet man einen Theil der Röhren zweckmässig aus einem etwas weiteren ($^1/_2$ mm

---

[1]) Masson, Compt. rend. T. XXXVI, p. 255. 1853*. — [2]) Gaugain, Compt. rend. T. XL, p. 358. 1855*; vergl. auch Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 166. 1855*.

weiten) Capillarrohr, in welchem dann freilich die Schichtung sehr fein, wenn auch noch immer sichtbar hervortritt, die Lichtintensität indess sehr bedeutend ist. Sind die Substanzen, deren Licht untersucht werden soll, erst bei höherer Temperatur flüchtig, so giebt man den Geissler'schen Röhren die Fig. 396 gezeichnete Gestalt, bringt die Substanz (z. B. Schwefel u. s. f.) hinein, evacuirt die Röhre durch den Ansatz *a*, erhitzt sie sodann, bis alle Reste der Gase ausser dem Dampf der in sie hineingebrachten Substanz entfernt sind, und schmilzt den Ansatz *a* ab. Vor oder während des Hindurchleitens des Stromes durch die Elektroden *b* und *c* erhitzt man den vertical gestellten, capillaren Theil des Rohres durch eine Gas- oder Weingeistflamme.

Fig. 396.




Man nennt die Fig. 380 und 396 gezeichneten Röhren Spectralröhren[1]).

Die Farbe des Lichtes an der positiven Elektrode in den Entladungsröhren ist je nach der Natur des in ihnen enthaltenen Gases verschieden. Sie ist röthlich in Röhren voll Wasserstoffgas, kupferroth bei Stickstoff, rosa bei Sauerstoff, weissgrau bei Kohlensäure und Kohlenoxyd; himmelblau bei schweflichter Säure, hellrosa bei Luft, schön purpurroth in Röhren mit Schwefelsäuredampf, bleich weissgrau in denen mit Quecksilberdampf u. s. f. Die Farbe ändert sich oft scheinbar mit dem Querschnitt des Rohres, ohne dass jedoch dabei das Spectrum des Lichtes sich ändert. Häufig ändert auch das Licht im Lauf der Versuche seine Farbe in Folge von Zersetzung des Gases. Enthält z. B. das Rohr oder das elektrische Ei verdünnte Luft und Terpentinöldampf, so zeigt dasselbe zuerst ein stark geschichtetes, rothes Licht, welches allmählich seine ziemlich grobe Schichtung verliert und bleich und weisslich wird[2]). Vermuthlich verbindet sich hier allmählich der Sauerstoff der Luft mit dem Terpentinöl, so dass nur der Dampf des letzteren das Ei erfüllt. Aehnliche Erscheinungen beobachtet man häufig bei der Untersuchung des Spectrums des elektrischen Lichtes verschiedener zusammengesetzter Gase. 984

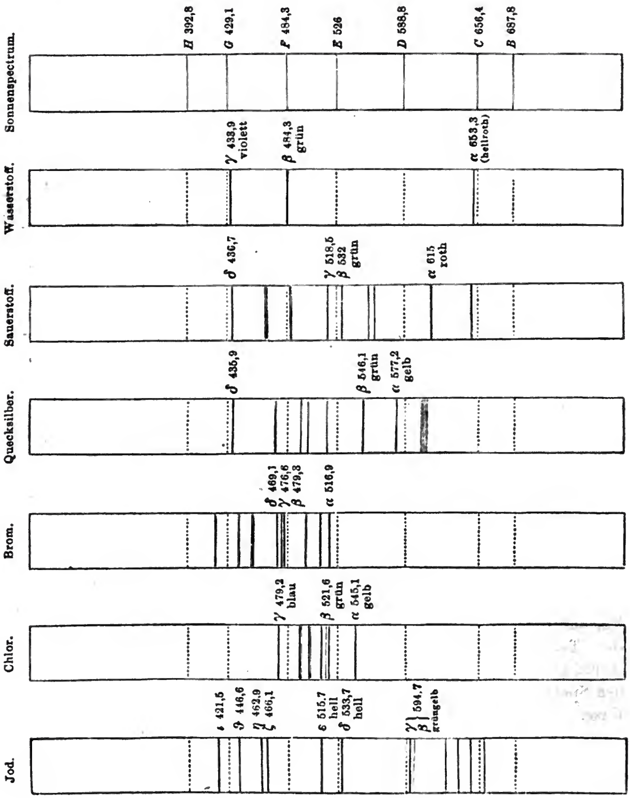
Zur genaueren Untersuchung des Lichtes der Geissler'schen Röhren bringt man ihre einzelnen Theile vor den Spalt eines Spectrometers und zerlegt durch die Prismen des letzteren Apparates das Licht der

---

[1]) Plücker und Hittorf, Phil. Trans. 1865. p. 2*. — [2]) Gaugain, Compt. rend. T. XL, p. 1036. 1855*; Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 489*.

## Tafel I.

### Spectra des elektrischen Lichtes.



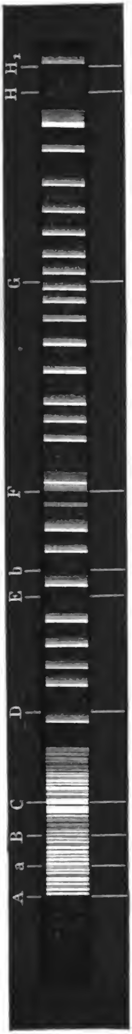


Fig. 397.

glühenden Gase. Man muss indess bei diesen Versuchen wegen der bedeutenden Fluorescenz des Glases der Röhren eine gewisse Vorsicht beobachten; ebenso bei sehr starken Entladungen darauf achten, dass das Glas der Röhren corrodirt, seine Bestandtheile verflüchtigt und zum Glühen gebracht werden, auch von dem Metalle der Elektroden und der auf ihnen condensirten Gasschicht, welche ausser dem Gas in den Röhren noch manche andere Bestandtheile enthalten kann, glühende Gas- und Metalltheile in die Entladung übergehen können.

Die genauere Betrachtung der einzelnen Spectren der Gase, die sich bei wechselndem Druck und wechselnder Dichtigkeit der in der Zeiteinheit durch die Röhren gehenden Elektricitäten ändern, gehört nicht hierher, da letztere Aenderungen nicht einem besonderen elektrischen Einfluss, sondern, abgesehen von den eben erwähnten störenden Einflüssen, nur secundär den Temperaturunterschieden zuzuschreiben sind, die bei den verschieden starken Entladungen auftreten. Ebenso wenig besprechen wir die Aenderungen, welche die Spectra in den Röhren mit der Zeit erfahren, da auch sie nur durch Veränderung der Elektroden und somit erfolgende Aenderung der Entladungsart oder durch Veränderung der Gase in den Röhren bedingt sein können. Der Bequemlichkeit halber fügen wir indess auf Taf. I eine Zeichnung der Spectra der gebäuchlichsten Gase bei, wie sie sich unter den gewöhnlichen Verhältnissen (bei 3 bis $5^{mm}$ Druck und Anwendung eines kleineren Inductoriums) im engeren Theil der Spectralröhren ergeben. Die den einzelnen Linien beigefügten Zahlen geben die denselben entsprechenden Wellenlängen in Millionteln des Millimeters nach Plücker[1]); die zwischen den so bezeichneten Linien gezeichneten sind nur andeutungsweise beigefügt. Die dunklen Linien in der Zeichnung bedeuten die hellen Linien der Spectra, nur in der Zeichnung des Sonnenspectrums entsprechen sie den dunklen Fraunhofer'schen Linien. Fig. 397 stellt das Stickstoffspectrum unter den gewöhnlichen Verhältnissen, also in den engeren Theilen der Spectral-

---

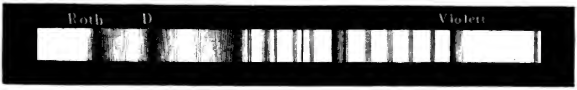
[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 122; Bd. CV, S. 67. 1858*; Bd. CVII, S. 497 u. 638. 1859*.

röhren dar. Die Buchstaben geben die entsprechenden Fraunhofer'schen Linien an.

985 Für die Betrachtung der Entladungsverhältnisse selbst sind hier nur die Unterschiede der Spectra in verschiedenen Theilen der Röhren, im Glimmlicht und in der positiven Entladung von Interesse, wenn sie auch nur den Temperaturverschiedenheiten daselbst entsprechen und zu den elektrischen Erscheinungen keinen directen Bezug haben.

Während die Taf. I und Fig. 397 gezeichneten Spectren der positiven Entladung entsprechen, stellt Fig. 398 das Spectrum des blauen Glimm-

Fig. 398.




lichtes nach einer Zeichnung von van der Willigen[1]) dar. $D$ bezeichnet die Natriumlinie.

Nach Dove[2]) zeigt dasselbe bei Anwendung einer spitzen Platinelektrode namentlich im Blau, so wie an der Grenze von Blau und Grün einen breiten, an der Grenze des Gelb einen sehr schmalen dunklen Streifen. Vergoldet, versilbert man die negative Elektrode, nimmt an ihrer Stelle einen Zinn- oder Eisendrath, so ändert sich die Farbe des Lichtes daselbst nicht[3]); nur tritt vielleicht der Theil des Spectrums etwas heller hervor, der beim Verbrennen des Metalls der Elektrode lebhafter leuchten würde; so z. B. bei einer negativen Elektrode von Messing das Grün.

Reitlinger und Kuhn[4]) haben die Spectren im negativen Licht der mit Stickstoff, Wasserstoff und Sauerstoff gefüllten Röhren mit den Spectren des Lichts im engeren Theil der Röhren verglichen. Es entsprach:

| Am negativen Pol. | Enger Theil der Röhren. |
|---|---|
| Stickstoff 3 Maxima | I. = hellster Theil im Sauerstoffspectrum. |
| | II. = ohne Uebereinstimmung. |
| | III. = helles Band im Stickstoffspectrum. |
| Wasserstoff 1 Maximum | Ohne Uebereinstimmung |
| Sauerstoff 5 Maxima | I. gelbgrün = Linie im Sauerstoff. |
| | II. blaugrün = Linie im Stickstoff. |
| | III. violett = Linie im Quecksilber. |
| | IV. grün } keine Uebereinstimmung. |
| | V. blau } keine Uebereinstimmung. |

[1]) Van der Willigen, Pogg. Ann. Bd. CVI, S. 610. 1859*. — [2]) Dove, Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 184. 1858*. — [3]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 117. 1858*. — [4]) Reitlinger u. Kuhn, Wiener Ber. Bd. LXI, [2] S. 408. 1870* Carl, Rep. Bd. VI, S. 296*.

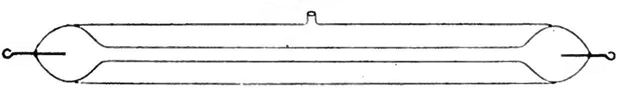
Diese drei Spectra des negativen Lichtes haben untereinander keine Uebereinstimmung.

Da sich im Allgemeinen ergeben hat, dass kaum eine helle Spectrallinie irgend eines Körpers mit der eines anderen übereinstimmt, so wäre eine ganz genaue Untersuchung obiger Uebereinstimmungen sehr wünschenswerth. Namentlich wäre zu bestimmen, ob dieselben nicht durch ganz kleine Beimengungen der Gase, deren Spectra den Helligkeitsmaximis im negativen Licht entsprechen, hervorgerufen sein könnten. Da bei Veränderung der Temperatur die Spectra sich durch Hellerwerden einzelner Theile des Spectrums und Verdunkelung anderer Theile ändern [1]), so können wohl in dem weniger heissen, negativen Licht, selbst bei sehr geringen Beimengungen, Theile des Spectrums des untersuchten Gases verschwinden und Theile des Spectrums des beigemischten Gases hervortreten.

Meist enthält das Licht in den Entladungsröhren sehr viele ultra- 986
violette Strahlen, welche in dem Glase der Röhren selbst Fluorescenz erregen, so dass sie namentlich an den Stellen, wo das Licht concentrirter erscheint, so auch namentlich in der Nähe des Glimmlichtes am negativen Pol, mit grüner, bei Bleiglas mit blauer, bei Uranglas mit lebhaft gelbgrüner Farbe leuchten. Dieses fluorescirende Licht der Röhren ist selbstverständlich durchaus secundär und von dem eigentlichen Licht der elektrischen Entladungen unabhängig. — Sehr schön nimmt sich die Fluorescenzerscheinung aus, wenn man auf den metallenen Teller einer Luftpumpe ein Becherglas von grünem Uranglas setzt, und dieses im Inneren mit Stanniol bekleidet. Man bedeckt dasselbe mit einer oben tubulirten Glasglocke, und senkt durch den Tubulus einen Metalldrath bis auf die Stanniolbelegung. Verbindet man den Drath und den Teller der Luftpumpe mit den Polen der Inductionsspirale eines Ruhmkorff'schen Apparates, so wallt nach dem Evacuiren der Glocke eine Lichtgarbe über die Ränder des Glases nach aussen, während das Glas selbst lebhaft grün fluorescirt [2]).

Umgiebt man die Entladungsröhren mit einer weiteren Glashülle (Fig. 399), und füllt dieselbe mit Lösungen von verschiedenen Flüssig-

Fig. 399.



keiten, so kann man die Fluorescenz der letzteren an der Oberfläche der inneren Röhren beim Durchgang der Entladungen sehr gut beobachten. Derartige Röhren sind in den mannigfachsten Formen hergestellt worden.

---

[1]) Vergl. Zöllner, Pogg. Ann. Bd. XLII, S. 88. 1871*. — [2]) Gassiot, Phil. Mag. [4] Vol. VII, p. 97. 1854*.

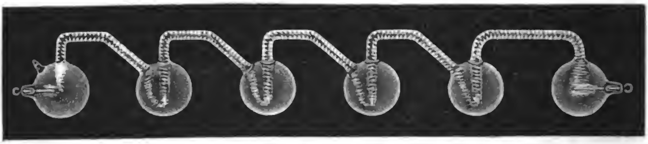
Besonders schön fluorescirt in den die Entladungsröhren umgebenden Behältern eine concentrirte Lösung von *Semen Daturae* mit grüner Farbe dicht an der stromleitenden Röhre. Eine verdünnte Lösung erscheint ganz grau.

Lösung von schwefelsaurem Chinin mit Weinsäure fluorescirt schön blau, Guajaktinctur dunkelblau, alkoholischer Quassiaholzextract blaugrün, alkoholischer und wässeriger Auszug von Rosskastanienrinde blaugrün, Curcumatinctur gelbgrün, Lösung von Chlorophyll in Aether dagegen nicht. Petroleum und der Extract von Ofenruss mit Alkohol oder von Steinkohlen oder Lösung von Theer in Benzol fluoresirt blau [1]).

987 Sehr eigenthümlich ist das nach Unterbrechung der Entladungen fortdauernde Nachleuchten der Entladungsröhren.

Geissler formt hierzu die Röhren aus einem Schlangenrohr (Fig. 400) von etwa 5$^{mm}$ Durchmesser, in dessen einzelne Windungen Glaskugeln von etwa 3 bis 4 Ctm. Durchmesser eingeblasen sind.

Fig. 400.



Füllt man solche Röhren mit etwa 40 Thln. verdünnter Luft, 60 Thln. Sauerstoff und einer Spur wasserfreier Schwefelsäure und lässt einen oder mehrere Entladungen des Inductoriums hindurchgehen, so leuchten dieselben noch längere Zeit mit einem grauen oder gelblich weissen, langsam verschwindenden Licht.

Nach Morren (s. w. u.) zeigt sich das weissliche Licht nicht in der die negative Elektrode enthaltenden, wohl aber sehr stark in der die positive Elektrode enthaltenden Endkugel.

Nach Riess [2]) erlöschen die Endkugeln der Röhre eher, als ihre mittleren Theile, meist die negative Kugel zuerst. — Bei zu starken Strömen hört das Nachleuchten auf. Es sind deshalb nur schwache Ströme anzuwenden. — Wild [3]), welcher das Nachleuchten in einem mit Schwefelkohlenstoffdampf und Luft gefüllten elektrischen Ei 4 bis 5 Minuten lang beobachtete, glaubte es deshalb auf eine Zersetzung des Schwefelkohlenstoffs in Kohle und Schwefel durch die Entladungen und eine nachherige langsame Verbrennung des Schwefels zu Schwefelsäure zurückführen zu können, da dasselbe bei völliger Abwesenheit von Luft sich nicht zeigte.

Röhren mit reinem Sauerstoff oder reinem Stickstoff zeigen nach Mor-

---

[1]) Vgl. Seelhorst, Pogg. Ann. Bd. CXXXVII, S. 167. 1869*. — [2]) Riess, Pogg. Ann. Bd. CX, S. 523. 1860*. — [3]) Wild, Pogg. Ann. Bd. CXI, S. 621. 1860*.

ren[1]) das Nachleuchten nicht, Röhren voll Sauerstoff, dem wenig Stickstoff beigemengt ist, ebenso wenig. Bei einem Gehalt des Sauerstoffs an 30 Proc. Stickstoff erscheint das Nachleuchten vorübergehend; bei mehr Stickstoff wiederum schwächer. Wird dem Gemenge von Sauerstoff und Stickstoff ein wenig Salpetersäurehydrat oder Kohlensäure beigemengt, so erscheint es etwas lebhafter, aber wenig andauernd. Dagegen tritt es bei Zusatz eines Tropfens Nordhäuser Schwefelsäure zwar nicht sogleich, aber doch einige Zeit nach dem Hindurchleiten des Stromes durch die Röhre auf.

Sogleich erscheint es, wenn man die Verbindung $NO_3$, $2SO_3$ vollkommen wasserfrei in die Röhre einführt und sie gehörig evacuirt. In allen Phosphorescenzröhren bemerkt man an der negativen Elektrode einen gelben, pulverigen Absatz, der auch in den Röhren beim Ueberspringen von Funken zwischen Metallkugeln auftritt. Bringt man von diesem eine ganz kleine Menge in eine mit Sauerstoff und Stickstoff gefüllte Röhre, die für sich durchaus nicht phosphorescirt, so tritt die Phosphorescenz sogleich auf.

Die Phosphorescenz beginnt bei 6 bis $8^{mm}$ Druck, ist dann weisslich, wolkig und wird bei geringerem Druck gelb und durchsichtig. Bei $1{,}5^{mm}$ Druck erscheint sie am schnellsten, wenn auch nicht besonders glänzend.

Wahrscheinlich soll hiernach auch bei dem vorher beschriebenen Versuch die feste Verbindung entstehen, indem sich zuerst durch die elektrische Entladung aus dem Stickstoff und Sauerstoff $NO_3$ bildet, welches sich mit $2SO_3$ vereint. Man kann diese Verbindung direct in einem Ballon herstellen, der Sauerstoff, Stickstoff und Schwefelsäure enthält, wenn man elektrische Funken hindurchschlagen lässt. Durch weitere Entladungen wird die Verbindung zersetzt, indem sich $SO_3$ zur positiven, $NO_3$ zur negativen Elektrode begiebt. Da nun die Zersetzung an allen Stellen des Rohres stattfindet, so sollte nach Morren die Schwefelsäure beim Uebergang aus dem gasförmigen in den festen Zustand das Leuchten bedingen.

Es könnte aber sehr wohl sein, dass wenn in den einzelnen Schichten der Entladung die Verbindung $NO_3$, $2SO_3$ zersetzt wird, sie sich eben unter Erscheinung der Phosphorescenz während und nach der Entladung von selbst wieder bildet.

Ist dann ein Ueberschuss von Sauerstoff im Rohr, so kann sich nach der Zersetzung das $NO_3$ mit demselben zu $NO_4$ verbinden, und die Farbe des Lichtes wird röthlicher. Ist schweflichte Säure im Ueberschuss, so erscheint das Nachleuchten in dem ihr eigenthümlichen bläulichen Licht; ein Ueberschuss von Stickstoff lässt es schön gestreift und rosa erscheinen.

---

[1]) Morren, Ann. de Chim. et de Phys. [4] T. IV, p. 293. 1864*; Pogg. Ann. Bd. CXXVII, S. 643*; Compt. rend. T. LXVIII, p. 1261. 1869*.

987a. Sarasin[1]) hat dagegen nachzuweisen versucht, dass auch reines Sauerstoffgas die Phosphorescenzerscheinung zeigt. Er hat die Entladung zwischen zwei kleinen, 20 Ctm. von einander entfernten, kreisförmigen Elektroden von Messing, Platin oder Silber übergehen lassen, die an Messingstielen in der Mitte des Tellers einer Luftpumpe und senkrecht darüber in dem oberen Theil der auf den Teller gesetzten Glasglocke befestigt waren. Die Glocke wurde bis auf $1^{mm}$ Druck evacuirt, mit gewöhnlichem Sauerstoff gefüllt, wieder evacuirt und dann aus einem Behälter mit chemisch reinem, elektrolytisch dargestelltem Sauerstoff gefüllt. Bei einem Druck von 3 bis $1^{mm}$ zeigte sich stets das Nachleuchten; namentlich lange und intensiv bei einem Druck von $2^{mm}$. Hierbei wird der Sauerstoff ozonisirt und von feinem Silberpulver absorbirt, welches auf den Elektroden ausgebreitet wird. Dasselbe verwandelt sich auf der negativen Elektrode in olivenfarbenes Silberoxyd, an der positiven scheint Suboxyd zu entstehen. An anderen Stellen der Entladung findet keine Absorption statt. Mit der Absorption nimmt das Nachleuchten wesentlich ab.

Andere einfache Gase, wie Wasserstoff, Stickstoff, Jod, Chlor, auch sauerstofffreie zusammengesetzte Gase, Ammoniak, Kohlenwasserstoff und Chlorwasserstoffgas zeigen die Phosphorescenz nicht, ebenso wenig Luft. Dagegen erscheint sie sehr lebhaft, wenn unter die mit Kohlensäure und Kohlenoxyd gefüllte Glocke der Luftpumpe Nordhäuser Schwefelsäure in einem Schälchen gebracht wird. In Luft zeigt sich hierbei die Phosphorescenz schwach, in Wasserstoff gar nicht.

Bei Aufstreuen von Silberpulver auf die Elektroden nimmt hierbei die Phosphorescenz in einer Atmosphäre von Stickstoff schnell ab; das Silber schwärzt sich, so dass die Schwefelsäure zersetzt wird.

Schweflichte Säure leuchtet schwach nach; Salpetersäure, in den Gasen verdunstet, ebenso salpetrichte Säure, leuchten schwach; Stickoxydul leuchtet schon bei 8 bis $10^{mm}$ Druck mit gelber Farbe nach. Mit abnehmendem Druck verlängert sich die Dauer des Nachleuchtens.

Kohlensäure und Kohlenoxyd leuchten ebenfalls nach und auch hier wird das Nachleuchten durch Silberpulver auf den Elektroden vermindert.

Die Gegenwart des Sauerstoffs scheint also stets zur Hervorbringung des Nachleuchtens erforderlich, sei es in freiem Zustand oder in Verbindungen, die durch die Entladung zersetzt werden und sich wegen des activen Zustandes des frei gewordenen Sauerstoffs unter Lichterscheinung während und auch nach dem Durchgang des Stromes sogleich wieder bilden. Nach Sarasin soll auch das matte Licht, welches z. B. bei Stickoxydul neben der eigentlichen Entladung das Vacuum erfüllt, dieser Lichtentwickelung entsprechen.

---

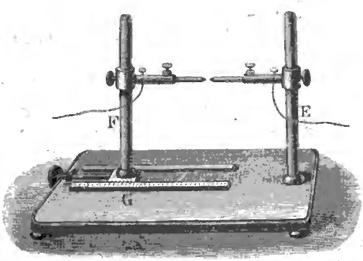
[1]) Sarasin, Archives des Sc. phys. et nat. Nouv. Sér. T. XXXIV, p. 243. 1869*. — In Röhren voll Sauerstoff von nicht vollkommener Reinheit, der aus chlorsaurem Kali dargestellt war, hatte schon E. Becquerel (La Lumière T. II, p. 162 bis 196. 1867*) das Nachleuchten beobachtet. —

## 2. Funkenentladung unter Theilnahme des Stoffes der Elektroden.

Lässt man die Elektricitäten der Holtz'schen Maschine den Elektroden des §. 933 erwähnten Entladungsapparates in einem continuirlichen Strom zufliessen und verdichtet allmählich die Luft, so treten bei einer gewissen Dichtigkeit der Luft neben den Gasentladungen auch Entladungen unter Mitreissen der Metalltheile der Elektroden, Funkenentladungen auf. 988

Ebenso springen, wenn die Enden der Inductionsrolle des Inductionsapparates durch eine dichtere Luftschicht von einander getrennt sind, zwischen ihnen Funken über, wenn die Dichtigkeit der an den Enden aufgehäuften Elektricitäten genügend gross ist, um die Luftschicht zu durchbrechen. Zur Herstellung dieser Funken kann ein gewöhnliches Funkenmikrometer dienen. Bequemer ist dazu ein in seinen Haupttheilen von Poggendorff construirter Apparat. Auf einem Brett, Fig. 401, befindet sich ein Glasstab *E*, an dem sich eine messingene Hülse verschieben lässt, die eine Klemmschraube zur Aufnahme des einen Endes des Inductionsdrathes trägt, und in die man verschiedene Dräthe und Stäbe mit Kugeln oder Spitzen einsetzen kann. Ein dem ersten ganz gleicher Glasstab *F* mit denselben Vorrichtungen verschiebt sich auf dem Schlitten *G*, so dass die an beide Stative angesetzten Stäbe oder Dräthe in eine genau messbare Entfernung von einander gebracht werden können. Eine genauere Einstellung lässt sich durch eine Mikrometerschraube erzielen. Auch lässt sich der Apparat unter die Glocke einer Luftpumpe bringen, und vermittelst einer Stopfbüchse die Stellung desselben reguliren.

Fig. 401.




Lässt man mit Hülfe dieses Apparates die Inductionsfunken zwischen zwei Metallspitzen übergehen, so zeigt ein in den Stromkreis der Inductionsrolle eingefügtes Galvanometer in den meisten Fällen an, dass nur der Oeffnungsstrom die Luftschicht zwischen den Spitzen durchbricht, da meist nur bei ihm die Elektricitäten in gehöriger Dichtigkeit an den Enden der Inductionsrolle sich anhäufen, um durch ihre Anziehung den

Widerstand der zwischen denselben befindlichen Luftschicht zu überwinden. Ebenso werden in diesen Fällen die Elektroden eines in den Schliessungskreis der Inductionsrolle eingefügten Voltameters polarisirt, und aus Jodkaliumkleister wird nur einseitig Jod abgeschieden; auch die Löthstelle eines in denselben eingeschalteten Wismuth-Antimon-Thermoelementes wird erkältet oder erwärmt, je nach der Richtung des Oeffnungsstromes. Die Wärmewirkungen in dem Drath der Inductionsrolle selbst sind dabei sehr viel schwächer, als wenn die Enden derselben direct mit einander verbunden werden [1]), da ein grosser Theil der Arbeit der in der Rolle bewegten Elektricität auf die Bildung des Funkens verwendet wird.

989 Bei den Inductionsapparaten, bei welchen die Inductionsrolle in einzelnen, die ganze Länge derselben einnehmenden und so über einander gelagerten Windungsreihen besteht, zeigt sich ein Unterschied zwischen der Ansammlung der Elektricitäten auf dem (inneren) Ende der ersten und dem (äussersten) Ende der letzten äussersten Windungsreihe.

Während von letzterem bei Erregung des Apparates bei Annäherung eines Leiters in ziemlich weiter Entfernung Funken überspringen, an demselben also eine bedeutende Anhäufung von Elektricität stattfindet, sind die Funken von dem inneren Ende nur kurz. In der inneren Lage der Windungen werden nämlich die bei der Induction angehäuften freien Elektricitäten durch die benachbarten Metallmassen der inducirenden Spirale und des Eisenkernes gebunden, so dass sie sich hier nicht in gleicher Dichtigkeit frei anhäufen können, wie an dem Ende der äussersten Windungsreihe. Bei starker Erregung des Apparates kann hierdurch sogar ein Ueberspringen von Funken von den inneren Theilen der Inductionsrolle zu der inducirenden Rolle oder dem Eisenkern stattfinden.

Verbindet man das innere Ende der Inductionsrolle mit einem langen, isolirten Drath, oder zieht man aus demselben die Funken durch einen Körper von grosser Oberfläche, so wird diese Anomalie aufgehoben, da im ersten Fall die condensirende Wirkung der primären Rolle und des Eisenkernes gegen die an dem Ende des Drathes angehäuften Elektricitäten nicht stark hervortreten kann, im zweiten die Influenz des genäherten Körpers auf die Elektricität am inneren Ende die von den inneren Theilen des Inductionsapparates ausgeübte Influenz auf dieselben überwindet [2]).

990 Die Inductionsfunken selbst bieten in fast allen Beziehungen eine grosse Analogie mit den Entladungsfunken der Elektrisirmaschine dar;

---

[1]) Poggendorff u. Riess, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 310. 1855*. — [2]) De Castro, in du Moncel, Recherches sur la non-homogénéité de l'étincelle d'induction. Paris 1860. p. 69*.

so sind sie länger, wenn die positive Elektrode zugespitzt, die negative abgeflacht ist, als wenn umgekehrt letztere zugespitzt, erstere abgeflacht ist [1]); sie springen auf einen weiteren Abstand über, wenn die Elektroden aus leichter schmelzbaren Metallen bestehen [2]); man kann sie zu langen Blitzen ausdehnen, wenn man sie zwischen Metallfeilspänen, welche mit Schellakfirniss auf Glas geklebt sind, oder auf der Vergoldung des Schnittes eines Buches überschlagen lässt, man kann durch sie die elektrischen Bilder erzeugen u. s. f.

Zuweilen ist dabei, wie bei den Entladungen der Leydener Batterie zwischen zwei scheinbar gleichen Elektroden, die Schlagweite grösser, wenn die Entladung in der einen Richtung geschieht, wie in der anderen, wohl in Folge kleiner Ungleichheiten, die namentlich durch die ersten Entladungen bedingt sein können. Bei derselben Entfernung der Elektroden (z. B. Kugeln) geht daher bei einem Inductorium, in welchem die Inductionsspirale aus einzelnen, ihre ganze Länge einnehmenden Windungen besteht, zuweilen die Entladung nur vor sich, wenn die eine Elektrode mit dem äusseren, stärker geladenen Ende der Inductionsspirale verbunden ist, die andere mit dem inneren Ende; nicht aber bei Umkehrung der Verbindung [3]).

Auch die Pausenerscheinungen, welche man an den Entladungsfunken der Elektrisirmaschine beobachtet, wiederholen sich an den Inductionsfunken. Lässt man die Funken des Inductionsapparates zwischen zwei polirten Metallkugeln von 3 bis $4^{mm}$ Durchmesser (vergoldeten Tuchnadeln) überschlagen, und entfernt dieselben von einander, so hört der zwischen ihnen circulirende, continuirliche Funkenstrom auf. Man kann denselben wieder hervorrufen, wenn man den Kugeln von der Seite einen Holzspan, ein Stück Kartenpapier u. s. f. nähert, bis dieselben in der, beide Kugeln tangirenden Ebene liegen. Durch Influenz des Halbleiters wird hierbei die Dichtigkeit der Elektricität an den einzelnen Punkten der Kugeln vermehrt, und so werden die anderen Arten der Entladung in die Funkenentladung zwischen diesen Punkten umgewandelt.

Bei spitzen Elektroden, welche so weit von einander entfernt sind, dass die Funkenentladung zwischen ihnen aufgehört hat, kann man den Funkenstrom wieder hervorrufen, wenn die Funken über den Halbleiter selbst hinweggehen. Er erscheint auch, wenn man vor die eine Elektrode einen Streifen Papier hält, durch den die Funken hindurchschlagen müssen. Namentlich vor der (für den Oeffnungsstrom) negativen Elektrode wirkt das Einschalten des Papieres. — Bei diesem Verfahren wird nach **Riess** die Dichtigkeit der Elektricität an den spitzen Enden der Elektroden vermindert, und dadurch die Bildung eines Lichtbüschels an densel-

1) **Riess**, Pogg. Ann. Bd. XCIX, S. 637. 1856*. — 2) **Poggendorff**, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 636. 1855*. — 3) **Wartmann**, Archives des Sc. phys. et nat. Nouv. Sér. T. XXIV, p. 236. 1865*.

ben zum Theil aufgehoben, wogegen sich die Dichtigkeit an den Seitenflächen der Elektroden vermehrt.

Diese Erscheinungen entsprechen ganz den bei der Entladung der Reibungselektricität zwischen zwei entgegengesetzt geladenen Conductoren auftretenden Pausenerscheinungen [1]).

991 Verbindet man die Enden der Inductionsrolle durch kurze Dräthe mit zwei Spitzen, zwischen denen die Inductionsfunken überschlagen, und ist die Schlagweite nicht ganz die grösstmögliche, nähert man sodann der einen oder anderen Spitze von der Seite eine mit der Erde verbundene Spitze, so schlagen zwischen den ersten Spitzen, den Elektroden der Funken und letzterer Spitze Funken über, und zwar bei Annäherung an beide Elektroden so ziemlich bei gleicher Entfernung ohne wesentliche Schwächung der Hauptfunken. Diese Entfernung und die Schlagweite der Nebenfunken wächst mit der Länge der Hauptfunken. Bei grösserer Annäherung der ableitenden Spitze an die vorderste Spitze der Elektrode werden die Hauptfunken verstärkt; sind endlich die Elektroden so weit von einander entfernt, dass keine Funken mehr überschlagen, so werden sie dadurch zuweilen wieder hervorgerufen. Bei Annäherung der Ableitungsspitze an die vordere Spitze der positiven Elektrode verschwinden endlich die Hauptfunken gänzlich.

992 Wird als positive Elektrode eine Spitze, als negative Elektrode eine neusilberne Kugel von etwa $7^{mm}$ Durchmesser oder eine Kupferscheibe von $24^{mm}$ Durchmesser genommen, so vergrössert die Annäherung des Ableiters an die letztere nicht weiter die Schlagweite, sondern macht die Funken nur kräftiger; wogegen die Schwächung bei Annäherung an die positive Elektrode fortbesteht. Bei Umkehrung der Elektroden zeigt sich eine ähnliche Erscheinung. Es scheint also die Annäherung der Ableiterspitze ganz ähnlich, wie eine Vergrösserung der Elektroden zu wirken, da, wenn eine solche an der negativen Elektrode schon besteht, die Ableiterspitze an derselben keinen wesentlichen Einfluss mehr hat. Hiermit stimmen auch zum Theil folgende Versuche:

Schiebt man die Ableiterspitze zwischen die Elektroden, so sind die Funken hell zwischen der Spitze und der entfernteren, lichtschwach zwischen jener und der näheren Elektrode. Bei einer grösseren Annäherung der Spitze an die nagative Elektrode scheinen sich die Funken zu verstärken; bei Annäherung an die positive Elektrode hören sie völlig auf.

Theilt die Spitze die Funken in der Mitte, so sind sie auf beiden Seiten gleich, aber im Ansehen sehr wechselnd [2]).

993 Verbindet man die Pole des Inductoriums durch verschieden lange Dräthe (von 0,3 bis $100^{m}$) von $0,25^{mm}$ Dicke mit einem Funkenmikro-

---

[1]) Riess, Pogg. Ann. Bd. XCIX, S. 636, 1856*. — [2]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. CXXIII, S. 448. 1864*.

meter, so nimmt die Schlagweite mit der Länge der Dräthe ab; indess beruht diese Abnahme nicht ohne Weiteres auf dem Widerstand der Dräthe, der gegen den Gesammtwiderstand der Inductionsrolle sehr unbedeutend ist, sondern vielmehr auf der Ladung der Dräthe mit freier Elektricität, die man auch bei Annäherung einer zur Erde abgeleiteten Spitze durch die zwischen ihr und den Dräthen überschlagenden Nebenfunken nachweisen kann.

Werden daher statt der Dräthe schmälere oder breitere Stanniolstreifen zur Leitung verwendet, so nimmt gleichfalls die Schlagweite ab; auch braucht man nur bei kürzeren Poldräthen solche Stanniolstreifen, oder an ihrer Stelle etwas längere Dräthe über die Poldräthe zu hängen, und so ihre Oberfläche zu vergrössern, ohne dass ihr Leitungsvermögen geändert wird. Auch so wird die Schlagweite vermindert und die Funken werden weniger intensiv. Ebenso wirkt die Verbindung kurzer Poldräthe mit den äusseren Belegungen zweier Leydener Flaschen; indess nur wenn die inneren Belegungen abgeleitet werden, da sonst durch die Vertheilung im letzteren die Ladung verhindert wird. — Werden die inneren Belegungen hierbei direct verbunden, so nimmt die Schlagweite sehr stark ab und die Funken werden sehr hell und glänzend. Bei Anwendung längerer Verbindungsdräthe zwischen den inneren Belegungen zeigen auch diese bei jeder Entladung des Inductoriums freie Spannung. Sind die Poldräthe lang, so nimmt die Schlagweite stark ab. Ist dabei das Stück der Poldräthe zwischen den Polen und deren äusseren Belegungen lang (100$^{m}$), das Stück zwischen letzteren und dem Funkenmikrometer kurz (0,3$^{m}$), so sind die Funken hell und glänzend; sind die Längen umgekehrt vertheilt, so sind sie schwach. Verbindet man ebenso die äusseren Belege der Flaschen mit den Enden der Inductionsrolle, die inneren mit dem Funkenmikrometer, so erhält man glänzende Funken, welche alternirenden Entladungen entsprechen, deren Schlagweite bei Einschaltung längerer Dräthe ebenfalls abnimmt.

Werden die Pole des Inductoriums durch einen langen und einen kurzen Drath mit dem Funkenmikrometer verbunden, so ladet sich wieder der erste mit viel freier Elektricität, und die entsprechende entgegengesetzte Ladung am kurzen Drath überträgt sich auf einen Theil der Inductionsrolle selbst, die dann durch Influenz die Elektricitäten der Hauptrolle vertheilt, wodurch letztere, sowie die mit ihr verbundenen Theile des Apparates, der Interruptor und Condensator, auch die Säule sich mit der entgegengesetzten Elektricität laden, wie der mit dem langen Drath versehene Pol. Sind die Pole mit zwei ungleich langen Dräthen versehen und nähert man den Polen eine mit der Erde verbundene Spitze, so sind die zu dieser überspringenden Nebenfunken an dem mit dem längeren Drath verbundenen Pol kürzer. — Werden zuerst beide Pole des Inductoriums

[1]) Poggendorff, Monatsber. d. Berl. Akad. 1864, Juli 28*; Pogg. Ann. Bd. CXXIII, S. 448. 1864*; auch Bd. LXXI, S. 307. 1864*.

mit gleich langen Dräthen verbunden, wird dann aber, ohne die Leitungsfähigkeit zu ändern, nur die Oberfläche des einen Drathes etwa durch Zusammenrollen, oder, bei Anwendung breiter Stanniolblätter statt der Dräthe, durch Zusammenfalten des einen der Länge nach verringert, so verhält sich derselbe wie ein kürzerer Drath.

Die grösseren Oberflächen der Elektroden verhalten sich hierbei gewissermaassen, wie die Belegungen einer Leydener Flasche; die mit den Polenden verbunden sind und sich auch mit statischer Elektricität laden. Nur finden die Bindungen der Elektricitäten weniger zwischen den Poldräthen selbst statt, als zwischen ihnen und den umgebenden Körpern, wie man ja jeden elektrisirten Körper als die eine Belegung einer Leydener Flasche ansehen kann, deren Isolator die Luft und deren andere Belegung die Oberfläche der umliegenden Körper ist.

Mit der Abnahme der Schlagweite vermindern sich in allen diesen Fällen die thermischen Wirkungen des Funkens und die galvanometrische Wirkung der Entladung.

Wie bei der Ladung der Leydener Flasche durch das Inductorium (s. w. u.) treten auch bei den hier beschriebenen Ladungserscheinungen alternirende Ströme auf. Schaltet man daher neben dem Funkenmikrometer eine Entladungsröhre in den Schliessungskreis, so zeigt sie bei kurzen Poldräthen nur einseitig an der negativen Elektrode blaues Glimmlicht; bei Anwendung zweier langer Dräthe oder Stanniolstreifen treten zwar bei grösserer Annäherung der Elektroden des Funkenmikrometers auch noch einseitig gerichtete Ströme auf, und bei grösserer Entfernung zeigt sich aber Glimmlicht an beiden Elektroden; wobei das an der positiven Elektrode erscheinende Licht indess zuweilen nur durch eine weissliche Fluorescenz des die Elektrode umgebenden Glases erkennbar ist.

994 Wird die negative Elektrode des Inductoriums mit einer flachen Metallplatte oder einer grösseren Metallkugel (von 3 Centimeter Durchmesser), die positive mit einer ihr gegenüberstehenden Spitze verbunden, so sind die Funken stets länger, als zwischen zwei Spitzen; ist die positive Elektrode mit der Metallplatte, die negative mit der Spitze verbunden, so sind sie kürzer. Im ersten Falle gehen die Funken nie in geraden Bahnen zur Platte; im zweiten bleiben sie stets zwischen der Spitze und dem nächsten Punkt der Platte; ebenso werden, wenn die Spitze positiv ist, bei Annäherung der Elektroden die Funken schwächer, und wenn die Spitze negativ ist, stärker und lauter [1]).

Auch nur bei Annäherung einer Metallscheibe an die negative Elektrode nimmt die Schlagweite zu.

Schiebt man eine Metallscheibe zwischen beide Elektroden, so kann man dieselben auf beiden Seiten ziemlich gleich weit von ersterer entfernen, um Funken zu erhalten; indess springen die Funken von der posi-

---

[1]) Vergl. Callan, Phil. Mag. [4] Vol. XXV, p. 413. 1863*.

tiven Elektrode zur Mitte, von der negativen zum Rande der Scheibe über [1]).

Wendet man beim Inductorium als Elektroden für den Funken eine Metallplatte und einen ihr gegenüberstehenden Pinsel von übersponnenem Kupferdrath an, so erhält man längere Funken, als wenn die Dräthe des Pinsels frei sind; werden sie mit Siegellack in eine Hülse gekittet, so dass dieselbe nirgends berührt wird, so werden gleichfalls die Funken länger [2]), wohl weil stets eine grössere elektrische Dichtigkeit erforderlich ist, um die Ueberspinnung oder den Siegellack zu durchbrechen, und sich so gleichzeitig eine grössere Elektricitätsmenge entladet.

Lässt man die Funken eines Inductoriums, um sie geradlinig zu er- 995
halten, zwischen Platindräthen überschlagen, die in die beiden Enden einer Glasröhre gesteckt sind, so wird die Schlagweite mit Abnahme der Röhrenweite geringer. Ebenso nimmt die Schlagweite ab, wenn die Funken zwischen zwei einander nahe gegenüberstehenden Glasplatten oder auch nur auf der Oberfläche einer Glasplatte überschlagen. Ebenso wird sie vermindert, wenn nur auf die Elektroden kürzere Glasröhren gesteckt werden, die um eine gewisse Strecke über sie hinausragen, oder wenn zwischen den Elektroden ein ihnen conaxiales, kurzes Röhrenstück aufgestellt wird, durch welches die Funken durchschlagen oder über dessen Oberfläche sie hinweggehen. Ganze oder theilweise Belegung der äusseren Oberfläche der Glasröhren mit Stanniol hebt diese Verminderung der Schlagweite auf, ja steigert die letztere sogar (in einem Falle von 10''' bis 15'''). Dabei sind die Funken in dem unbelegten Theile der Röhre schwach, in dem belegten hell und breit.

Wird auf die Röhre ein Stanniolstreifen nur lose aufgelegt, so haftet er an derselben bei dem jedesmaligen Durchgang des Funkens, welches von einem Knistern von Fünkchen begleitet ist; hängt man über die Röhre an verschiedenen Stellen schmale Stanniolstreifen, wie die Goldblätter eines Elektroskopes, so divergiren sie bei jeder Funkenentladung an der Seite der negativen Elektrode mit positiver, an der Seite der positiven Elektrode mit negativer Elektricität. In der Mitte der Röhre zeigt sich noch eine negative Ladung der Streifen.

Stanniolringe, die auf die Röhre geschoben sind, erweisen sich ebenso nach der Entladung an der Seite der positiven Elektrode negativ, an der negativen positiv geladen. — Während der Entladung erweist sich ein Elektrometer unter dem Ring an der positiven Elektrode positiv, an der negativen negativ.

Vermuthlich gehen also die an den Elektroden vor der Entladung angehäuften Elektricitäten zum Theil auf das Glas über und bedingen

---

[2]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. CXXVI, S. 57, Anm. 1865*. — [3]) Weinhold, Pogg. Ann. Bd. CXL, S. 176. 1870*.

daselbst durch Abstossung der Elektricitäten in den Elektroden die Verminderung der Schlagweite. Beim Umlegen von Stanniolstreifen werden in diesen die entgegengesetzten Elektricitäten erregt, die gleichnamigen schnell in die Luft zerstreut. Ihre Wirkung würde die der Elektricitäten im Innern der Glasröhre aufheben.

Auf Geissler'schen Röhren ist nur die vorübergehende Ladung der Stanniolringe während der Entladung, nicht die dauernde nach derselben wahrzunehmen; die Luft in den Röhren muss eine gewisse Dichtigkeit besitzen, um sie zu zeigen [1]).

996 Treten durch die alternirenden Ströme in der Inductionsspirale abwechselnd Maxima und Minima der Ladung der Enden derselben auf, zwischen denen die Spannung sich schnell ändert, so können zur Zeit der Maxima der ersten Funkenentladung in der immer noch heissen Luft weitere Funkenentladungen folgen.

Die wiederholten Funkenentladungen des Schliessungs- wie des Oeffnungsinductionsstromes der Inductionsspirale sind von Donders und Nyland [2]) in folgender Weise untersucht worden.

Vor der mit berusstem Papier überzogenen Metallwalze eines Phonautographs (dessen Axe eine in einer Mutter laufende Schraube bildete, so dass die Walze bei der Drehung sich verschob) war eine mit einem Metallstift versehene Stimmgabel aufgestellt, die in der Secunde 246 Schwingungen machte. Diese, sowie die Walze selbst waren mit den Polen der Inductionsrolle eines grossen Ruhmkorff'schen Inductoriums verbunden. Der Schliessungskreis der inducirenden Spirale desselben wurde durch einen aus Kupfer- und Elfenbeinsegmenten bestehenden Disjunctor während einer Umdrehung der Walze zweimal geschlossen und geöffnet. Wurde hierbei die Stimmgabel in Schwingungen versetzt, so verzeichnete der Metallstift an derselben auf der Walze ihre Oscillationen, auf denen sich die einzelnen, nach einander erfolgenden Funkenentladungen der Inductionsrolle als weisse Punkte markiren. Macht man denselben Versuch, indem man von der ersten Stellung der Walze ausgehend, dieselbe langsam dreht und die Stimmgabel nicht anstreicht, so dass sie eine gerade Linie aufschreibt, so kann man an den auf dieser Linie verzeichneten Funken den Beginn der Funkenentladung des Schliessungs- und Oeffnungsstromes bestimmen. Fig. 402 giebt ein Bild der bei der Schwingung der Gabel enthaltenen Entladungen: *a* für die Schliessungsfunken und *b* für die Oeffnungsfunken.

Bei Anwendung von 10 Grove'schen Elementen begann die Reihe der Schliessungsfunken nach $^1/_{10}$ Schwingung der Stimmgabel vom Beginn

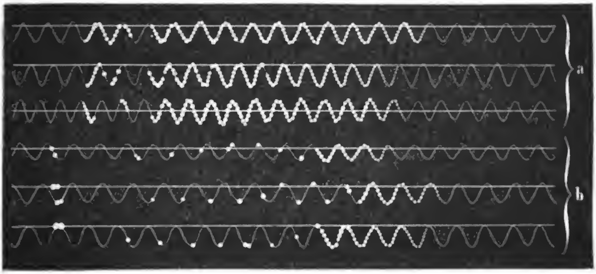
---

[1]) Poggendorff, Monatsber. 1865, Juli; Pogg. Ann. Bd. CXXVI, S. 57. 1865*.

[2]) Donders, Proces-verbaal van de Academie te Amsterdam, 1868, 30. Mai Nr. 1. A. Nyland, Over den Duur en het Verloop der Geinduceerde Galvanische Stroomen Dissertation. Utrecht 1870*. (Nach einem durch die Güte des Verfassers mitgetheilten deutschen Auszug.)

der Induction an mit einem schwachen, die Reihe der Oeffnungsfunken nach $^1/_{20}$ Schwingung der Gabel nach der Oeffnung mit einem starken

Fig. 402.




Funken. Bei der Schliessungsentladung sind deutlich drei Perioden zu bemerken, die eine, von $^1/_3$ Schwingung Länge, in der kleine, immer stärker werdende Funken auftreten, die zweite, von 6 bis 8 Schwingungen, in der sich vereinzelte Funken zeigen, endlich eine dritte Periode von 4 bis 7 Schwingungen mit abnehmenden Funken. Bei der Oeffnung ergeben sich zwei Perioden, die eine von grossen unterbrochenen, die andere von abnehmenden Funken.

Wird dünneres Papier über die Walze geklebt und die Zahl der Elemente der Säule vermehrt, so wird die Dauer der Gesammtentladung grösser. Je nachdem das eine Ende der Inductionsspirale mit der Walze verbunden ist, das andere mit der Stimmgabel oder umgekehrt, hat entweder die Schliessungs- oder Oeffnungsentladung am meisten Unterbrechungen.

Werden beide Enden der Inductionsspirale mit Stimmgabeln verbunden, so wächst die Dauer der ersten Interruption beim Oeffnen, wenn die Zahl der Elemente der Säule vermehrt wird. Mit wachsender Dünne des Papiers wächst die Zahl der Funken bis zu einigen Hundert. Wird in das den Cylinder bedeckende Papier ein Dreieck ausgeschnitten und so der Metallcylinder an der Stelle desselben direct vom Schreibstift getroffen, so nimmt mit der Länge des während der Entladung eingeschalteten, metallischen Contactes die Zahl der durch Entladungsfunken bezeichneten Schwingungen der Stimmgabel, d. h. die Zeitdauer der ganzen Entladung sowohl bei der Schliessung, wie bei der Oeffnung zu. Wird dagegen auf das die Metallwalze bedeckende Papier ein Dreieck von Glimmer geklebt, so nimmt sie bis auf ein Drittel ab. Der Widerstand auf der Funkenbahn vermindert also die Entladungsdauer. — Lässt man die Entladung zwischen zwei Metallspitzen übergehen, so nimmt in Folge des Luftwiderstandes die Entladungsdauer zu, die Schliessungs-

entladungen bleiben aus und die Einschaltung des Condensators in den inducirenden Kreis verlängert die Entladungsdauer des Oeffnungsstromes.

Verbindet man die Enden der Inductionsrolle dabei mit den Belegungen einer Leydener Flasche, so haben die Gesammtentladungen dieselbe Dauer, wie ohne Flasche; sie sind indess ununterbrochen, die Anzahl der Funken wird kleiner, namentlich gegen das Ende der Entladungen. Die Funken durchbrechen dann keine so grosse Luftstrecke, wie ohne Flasche. Wird die Schliessung und Oeffnung bewirkt, ehe die Schliessungsentladung abgelaufen ist, so stören sich beide Entladungen.

Wird das eine Ende der Inductionsspirale isolirt, das andere mit der Stimmgabel verbunden, so verzeichnen sich unipolare Entladungen während $1^1/_4$ bis $1^1/_2$ Schwingungen der Gabel. Man konnte bei Anwendung des Condensators eine Luftstrecke von $38^{mm}$ in den Entladungskreis einschalten, welche von diesen Entladungen übersprungen wurde. Bei Ableitung des einen Endes der Spirale und Verbindung des anderen mit der Gabel sind die Entladungen, wie die gewöhnlichen.

Liegen beide Enden der Inductionsspirale auf der rotirenden Metallwalze, so dass Funken zwischen ihnen überspringen und ihre Bahn auf dem berussten Papier verzeichnen, so zeigen die Bilder grosse Unterbrechungsstellen und treten am Ende der Entladung dicht an einander. Bei Einschaltung einer Leydener Flasche drängen sie sich dagegen am Anfang der Entladung an einander.

997 Auch Ogden Rood [1]) hat ähnliche Messungen gemacht und dabei zugleich die Dauer der den Funken folgenden Gasentladung (s. w. u.) gemessen. Bei Verbindung von Leydener Flaschen von 738,06 Quadratcentimeter und 70,96 Quadratcentimeter Oberfläche mit einem Inductorium und Beobachtung der Entladungen in einem beiderseits versilberten, rotirenden Spiegel von bekannter Rotationsgeschwindigkeit oder durch eine schwarze rotirende Scheibe, auf der zwei schmale Sectoren von $2^1/_2{}^0$ ausgeschnitten waren und die sich vor einer von den Funken beleuchteten weissen Papierfläche befand, ergab sich, dass bei geringen Abständen der Elektroden (Messingkugeln von $9^{mm}$, Platindräthe von $0{,}3^{mm}$ Durchmesser) mehrere Entladungen auf einander folgen, deren Abstand um so grösser zu werden scheint, je länger die Funken sind. Im Ganzen aber wird hierbei die Zahl der Funken so weit vermindert, dass die ganze Dauer der Entladungen kleiner wird [2]).

Die Dauer der Lichthülle, welche den zuerst erscheinenden Funken ohne Einschaltung der Flasche folgt, ist bei der Entfernung der Elektroden

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $1^{mm}$ | 2 | 3 | 4 | 5 |
| $0{,}026^{Sec.}$ | 0,015 | 0,012 | 0,009 | 0,006. |

1) Ogden R. Rood, [2] Vol. XLVIII, p. 153. 1869; [3] Vol. II, p. 160. 1871; Vol. IV, p. 249. 1872*. — 2) Vergl. auch Cazin, Compt. rend. T. LXXVI, p. 875; T. LXXVII, p. 1095. 1873*.

Bei $10^{mm}$ Entfernung war keine Lichthülle mehr sichtbar. Die Dauer der Lichthülle nimmt also mit Zunahme der Entfernung der Elektroden ab.

Wird mit dem Inductorium eine Leydener Flasche verbunden, so wird die Zahl der Entladungen kleiner mit grösserer Oberfläche der Flasche: die Lichthülle verschwindet allmählich; bei grossen Flaschen findet endlich nur eine Funkenentladung ohne Lichthülle statt.

Wird durch den hellen, die Entladung beginnenden Funken ein auf berusstem Glas gezeichneter, aus $^1/_{12}$ bis $^1/_{24}{}^{mm}$ breiten schwarzen und hellen Linien bestehender Maassstab beleuchtet, und sodann das Bild durch einen rotirenden Spiegel und eine Linse projicirt, so kann man bei gehöriger Regulirung der Rotationsgeschwindigkeit des Spiegels aus dem Verschwinden der getrennten Bilder der beiden Arten von Linien die Zeitdauer des Funkens bestimmen. Bei einer Leydener Flasche von 114,4 Quadratzoll Oberfläche und einer Schlagweite von $2^{mm}$ zwischen Platinelektroden betrug die Dauer 0,000.000.175 Secunden, bei einer Flasche von 11 Quadratzoll Oberfläche unter denselben Bedingungen nur 0,000.000.04 Secunden.

Wir haben schon früher auseinandergesetzt, dass alternirende Ströme 998
entstehen, wenn man die Enden des Inductionsdrathes mit einem Condensator, z. B. den Belegungen einer Leydener Flasche, verbindet. Es gelingt hierbei nicht, die Flasche dauernd zu laden, da die Ladungen sich gleich wieder rückwärts durch den Inductionsdrath selbst ausgleichen. Dies geschieht sogar schon bei einmaliger Berührung der beiden Belegungen mit den Enden der Inductionsrolle, da diese Berührung stets länger dauert, als ein einzelner Inductionsstrom. Dass indess bei diesem Versuch doch eine schnell verschwindende Ladung stattfindet, beobachtet man, wenn man die Belegungen der Batterie (zwei Stanniolblätter) nur lose auf den zwischen ihnen befindlichen Isolator (eine Glasplatte) auflegt. Ein Vibriren derselben bei ihrer Verbindung mit den Enden des Inductionsdrathes zeigt die abwechselnde Ladung, bei welcher die Belegungen sich anziehen, und die darauf folgende Entladung an, bei der sie wieder in ihre Ruhelage zurückkehren. Ein elektrisches Ei, welches in den Kreis der Inductionsrolle eingeschaltet ist, zeigt in diesem Falle in Folge des abwechselnden Hindurchganges des Ladungs- und Entladungsstromes an beiden Elektroden das blaue Glimmlicht.

Verzweigt man den vom Ruhmkorff'schen Apparat zu den Belegungen der Batterie oder eines Condensators führenden Drath an einer Stelle in zwei parallele Zweige und schaltet, nach Gaugain [1]), in dieselben zwei Ventileier in entgegengesetzter Lage ein, so bedecken sich entsprechend die beiden freien Kugeln derselben mit Glimmlicht, indem

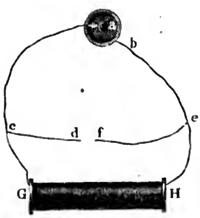
---

[1]) Gaugain, Compt. rend. T. XL, p. 640. 1855*; Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 163*; Compt. rend. T. XLI, p. 152. 1855*.

durch das eine Ei die Batterie sich ladet, durch das andere Ei aber entladet.

Man kann diese abwechselnde Ladung und Entladung der Batterie auch gut zeigen, wenn man die Belegungen *a* und *b* derselben, Fig. 403, mit den Enden *G* und *H* der Inductionsrolle verbindet und von den Verbindungsdräthen zwei Dräthe *cd* und *ef* abzweigt, deren Spitzen *d* und *f* einander gegenüberstehen. Dann springen zwischen *d* und *f* starke Funken über, die um so kleiner werden, je länger *cd* und *ef* und je grösser ihr Widerstand ist, indem dabei immer grössere Antheile der Ladung der Batterie durch die Inductionsrolle selbst sich ausgleichen. — Schaltet man statt der Batterie *ab* ein elektrisches Ei ein und verbindet *d* und *f* durch einen Drath von grossem Widerstand, so geht durch das Ei ein Theil des Oeffnungsstromes, durch den Drath *cdfe* der übrige Theil desselben und der Schliessungsstrom. Ein in die Zweige *ca* und *be* eingeschaltetes Galvanometer zeigt mithin nur eine einseitige, dem Oeffnungsstrom entsprechende, ein Galvanometer in *cdfe* eine schwächere, dem Schliessungsstrom entsprechende Ablenkung, ein Galvanometer in den Zweigen *Gc* und *He* die durch die wechselnde Stromesrichtung bedingte doppelsinnige Ablenkung [1]).

Fig. 403.




Die Funken, welche bei Einschaltung der Batterie *ab* zwischen *d* und *f* überspringen, sind viel heller, als die Funken bei der directen Gegenüberstellung der Elektroden der Inductionsrolle, dagegen erwärmen sie ein in sie hineingesenktes Thermometer viel weniger, als letztere, auch entzündet sich in ihnen eine Wachskerze nicht, wie in jenen; offenbar weil hier ein viel grösserer Theil der entladenen Elektricitätsmenge die Luft mit leuchtender Entladung durchbricht, und die durch sie eingeleitete Entladung in der schwächer leuchtenden Hülle der Funken unbedeutender wird [2]) (s. w. u.). — Zugleich verschwindet der Temperaturunterschied an den beiden Elektroden der Unterbrechungsstelle mehr und mehr, einmal aus dem eben erwähnten Grunde, dann auch, weil die Richtung der Ströme alternirt. Indess ist letztere Bedingung von dem Abstand *df* und dem Orte *c* und *e* der Ableitung der Dräthe *cd* und *ef* abhängig, da unter den verschiedenen Bedingungen zwischen *f* und *d* theils die Inductionsfunken direct, theils indirect die Entladungsfunken der Batterie überspringen können. Ist z. B. der Abstand *df* sehr klein, so springen nur directe Inductionsfunken über, welche die Elektroden ungleich erwärmen; bläst man aber kalte Luft durch die Unterbrechungsstelle, so treten die Entladungsfun-

---

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 330. 1855*. — [2]) Poggendorff, Monatsber. der Berl. Akad., 7. März 1861*.

ken der Batterie an ihre Stelle. Wird die Luft an der Entladungsstelle verdünnt, so erhält man aus demselben Grunde Funken von den gewöhnlichen Eigenschaften der Inductionsfunken. Ist das Glas der Batterie sehr dick, wie z. B. wenn man sie aus mehreren Glastafeln bildet, von denen nur die beiden äussersten auf ihrer Aussenfläche belegt sind, so gehen ebenfalls mehr und mehr gewöhnliche Inductionsfunken zwischen *f* und *d* über. — Ist die Batterie sehr gross, so entstehen gar keine Funken; sie entladet sich stets wieder durch die Inductionsrolle selbst.

Will man die Batterie dauernd laden [1]), so muss man ihre eine (z. B. 999
äussere) Belegung mit dem einen Ende der Inductionsrolle direct verbinden, oder dieselbe zur Erde ableiten, und der anderen Belegung (der mit der inneren Belegung verbundenen Kugel) das andere Ende der Inductionsrolle bis auf einige Entfernung nähern. Da sich nur der Oeffnungsstrom in der Inductionsrolle in so kurzer Zeit entwickelt, dass die Spannung der Elektricitäten an den Enden derselben bedeutend genug ist, den mit Luft erfüllten Zwischenraum zwischen dem Ende der Inductionsrolle und der Kugel an der inneren Belegung der Batterie unter Funkenbildung zu durchbrechen, so ladet sich die letztere mit der Elektricität, welche jenem Ende durch den Oeffnungsstrom ertheilt wird. Ist dabei der Abstand des Endes und der Belegung zu klein, so kann sich die Batterie leicht durch die Inductionsrolle selbst wieder entladen.

Bei fortgesetzter Thätigkeit des Apparates wiederholen sich diese Entladungen, und man erhält durch dieselben hellere, aber weniger zahlreiche Funken, als wenn man die Enden der Inductionsrolle direct einander gegenübergestellt hätte. Je grösser die elektromotorische Kraft des Inductionsstromes, also bei dem gleichen Apparat die elektromotorische Kraft der ihn erregenden Säule ist, desto grösser muss die Batterie sein, um diese scheinbare Verstärkung der Wirkung hervorzubringen [2]). Bei grösserem Abstand des Endes des Inductionsdrathes von den Kugeln der Batterie finden die Entladungen durch ersteren nicht statt, da dann die Elektricitäten sich wohl zum Theil über die nicht belegten Stellen der Batterie selbst ausgleichen.

Um bedeutende Ladungen der Batterie zu erhalten, muss die Verstärkungszahl derselben möglichst gross sein, damit die Dichtigkeit der Elektricität an der dem Ende der Inductionsrolle gegenüberstehenden Kugel bei gleichen in die Batterie hineingeführten Elektricitätsmengen möglichst klein werde. Batterieen mit recht dünnem Glase sind also hierzu besonders geeignet. Koosen verwendet deshalb dünne, innen mit Amalgam belegte Glaskugeln, wie sie zu Zierrathen häufig gefertigt werden, überzieht sie aussen mit Blattgold und versieht sie innen mit einem Zuleitungsdrath.

---

[1]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 353. 1855*; Koosen, Pogg. Ann. Bd. XCVII, S. 212. 1856*. — [2]) Grove, Phil. Mag. [4] Vol. IX, p. 1. 1855*.

Dass man auch Cascadenbatterien u. s. w. durch den Inductionsapparat laden kann, ist eine unmittelbare Folge dieser Ergebnisse [1]).

Nähert man dem einen Ende der an beiden Seiten isolirten Inductionsspirale einen zur Erde abgeleiteten Drath und lässt auf diesen Funken überspringen, so ladet sich natürlich die Spirale selbst in ihrer ganzen Länge mit der Elektricität, welche das dem Ableitungsdrath entgegengesetzte Ende der Spirale durch den Oeffnungsinductionsstrom erhalten hätte.

1000 Verbindet man die Enden der Inductionsrolle mit zwei ungleich grossen Metallplatten, welche man auf beide Seiten einer einfachen Glasplatte oder mehrerer zusammengelegter Platten legt, so breiten sich von der kleineren Platte strahlenförmig kleine knisternde Funken nach allen Seiten hin aus und bilden eine Aureole von Licht. — Bei gleich grossen Platten, die einander genau gegenüberstehen, bemerkt man keine Aureole, wohl aber unter ihnen eine grosse Menge kleiner Fünkchen, die zwischen ihnen und dem Glase circuliren. Solchen Uebergang von Funken zu der Glasplatte bemerkt man auch, wenn die Metallplatten nur in einigem Abstand von ihr parallel in solcher Entfernung von einander angebracht werden, dass ohne die Glasplatte Funkenentladungen zwischen ihnen nicht stattfinden. Zwischen mehreren Glasplatten, z. B. zweien, deren äussere Flächen mit Stanniolblättern belegt sind, springen hierbei beständig Funken über, durch welche ein zwischen die Platten gelegtes Jodkaliumpapier beiderseits gebräunt wird. Stellt man einer Metallplatte eine Metallspitze in solcher Entfernung gegenüber, dass bei der Verbindung beider mit den Enden der Inductionsrolle die Spitze nur schwach leuchtet, so tritt dieses Leuchten deutlicher hervor, wenn eine Glasplatte zwischen beide geschoben wird, und verwandelt sich bei weiterer Annäherung der Spitze an die Glasplatte in einen Funkenstrom, der sich in einer, den positiven Lichtenberg'schen Figuren ähnlichen Verästelung auf dem Glase ausbreitet. Letzteres scheint also hier von den Entladungen durchdrungen zu werden (vergl. S. 343 Anm.).

1001 Die Funkenerscheinung bei den Entladungen des Inductoriums schliesst sich vollständig derselben Erscheinung bei der Entladung der Holtz'schen Maschine an.

Sind die Dichtigkeiten, welche die Elektricitäten an der Oberfläche der Elektroden zur Erzeugung einer Entladung erhalten müssen, sehr bedeutend, so treten zu den durch die Gase allein vermittelten Entladungen auch Fortführungen von Metalltheilchen der Elektroden hinzu. Man bemerkt, dass bei wachsenden Drucken zuerst an der positiven Elektrode kleine leuchtende Fünkchen auftreten; dass diese bei stärkeren Drucken sich zu einem kleinen leuchtenden, immer weiter gegen die negative Elek-

---

1) Vergl. auch Cazin, Compt. rend. T. LVI, p. 307. 1863*.

trode hin sich ausbreitenden Büschel ausbilden, bis endlich bei noch stärkeren Drucken die eigentliche Funkenentladung beide Elektroden verbindet. Die Bildung dieser Büschel aus glühenden Metalltheilchen ist leicht durch das Spektroskop nachzuweisen.

Sehr deutlich zeigt sich der Einfluss der elektrischen Dichtigkeit auf die Losreissung von Metalltheilchen bei der Entladung, wenn man die eine oder andere der beiden Elektroden zur Erde ableitet.

Wurden z. B. die zwei je 3,4$^{mm}$ im Durchmesser haltenden Platinkugeln in dem §. 933 beschriebenen Entladungsapparat bei etwa 200$^{mm}$ Quecksilberdruck in einem Abstand von 17$^{mm}$ einander gegenübergestellt, so traten, wenn dieselben durch isolirte Dräthe mit den Zuleitern der Elektrisirmaschine verbunden waren, in den durch die Luft stattfindenden Entladungen einzelne, nur schwach gezeichnete Metallentladungen auf. Im Spektroskop zeigte die Entladung das Stickstoffspectrum mit wenig hell hervortretenden Metalllinien. Wird die positive Elektrode abgeleitet, so wird daselbst die elektrische Dichtigkeit verringert, die Metallentladungen verschwinden und mit ihnen die entsprechenden Metalllinien im Spectrum. An der negativen Elektrode wird freilich hierbei die zur Einleitung einer Entladung erforderliche Elektricitätsmenge vermehrt, aber meist nicht so stark, dass nun von dieser Elektrode aus die Metallentladungen stattfinden könnten. Nur bei einzelnen Versuchen zeigen sich im blauen Glimmlicht auf der negativen Elektrode kleine prikelnde Metallfünkchen. — Wird endlich die negative Elektrode abgeleitet, so muss bis zu einer Entladung die elektrische Dichtigkeit an der positiven Elektrode über den früheren Werth bei dem ersten Versuch ansteigen; die von derselben ausgehenden Metallentladungen werden hiermit noch verstärkt, es entsteht ein hell leuchtender Funkenstrom zwischen den Elektroden.

Die Potentialdifferenz an den Elektroden, zwischen denen in **1002**
Luft Funken überschlagen, resp. der Druck *w* der Elektricität, welchem bis zum Durchschlagen der Funken die Luft das Gleichgewicht hält, ist für die Ladung derselben mit statischer Elektricität bestimmt worden; selbstverständlich müssen die erhaltenen Resultate auch für die Inductionsfunken gelten. — So liessen Smith und Ferguson [1]) zwischen zwei durch ein Mikrometer verstellbaren Condensatorplatten Funken übergehen. Die eine dieser Platten war äussert schwach gekrümmt, so dass die Funken in der Mitte überschlugen. Die Spannungen der Elektricitäten in den Platten wurden vermittelst eines Torsionselektrometers oder eines absoluten Elektrometers mit ebenen Platten bestimmt. Ist die Anziehung zwischen den Platten des Elektrometers für die Einheit der Oberfläche gleich *w*Grm., die Dichtigkeit der Elektricität darauf

[1]) W. Thomson, Smith und Ferguson, Proceed. Roy. Soc. Febr. 23. Apr. 12. 1860; Phil. Mag. [4] Vol. XX, p. 316. 1860*.

gleich $\varrho$, die Potentialdifferenz daselbst gleich $V$, der Abstand der Platten $a$, so ist $R = \frac{V}{a}$ die resultirende Kraft senkrecht zur Oberfläche; $\varrho = \frac{V}{4\pi a}$; $V = a\sqrt{8\pi . 981 . w}$, wo 981 die Beschleunigung der Schwere ist.

So ergab sich u. A., wenn $L$ die Funkenlänge bezeichnet:

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $L$ | 0,00254 | 0,00762 | 0,01524 | 0,03048 | 0,04572 | 0,10414 | 0,15240 |
| $R$ | 527,7 | 314,4 | 216,1 | 163,2 | 145,7 | 123,7 | 114,9 |
| $w$ | 11,290grm | 4,007 | 1,893 | 1,080 | 0,860 | 0,620 | 0,535 |

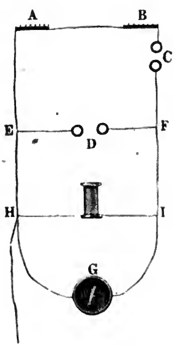
Der Druck der Elektricität $w$ auf der Oberfläche der Elektroden, welchem gerade vor Beginn der Entladung der Luftdruck das Gleichgewicht hält, ebenso die Potentialdifferenz für die Einheit der Funkenlänge ($R$) wäre hiernach für kürzere Funken grösser, als für längere [1]).

---

[1]) Wie an dem Lichtbogen, so hat Edlund auch an den Elektroden des Funkens der Elektrisirmaschine das Auftreten einer besonderen elektromotorischen Kraft nachzuweisen versucht.

Die Auffänger $A$ und $B$ einer Elektrisirmaschine werden mit einem Galvanometer $G$ verbunden. Die Stromesbahn ist bei $C$ unterbrochen. Zwischen den Punkten $E$ und $F$ der Leitung ist eine bei $D$ unterbrochene Brückenleitung. Um zu starke statische Ladungen des Multiplicators des Galvanometers zu vermeiden, ist ausserdem vor dem Galvanometer noch ein Neusilberdrath $HI$ als Nebenschliessung eingefügt und der Punkt $H$ der Leitung mit der Erde verbunden. Wird die Maschine in Thätigkeit gesetzt und sind die Elektroden der Funkenbahn $D$ so weit von einander entfernt, dass bei $D$ keine Funken übergehen, so zeigt das Galvanometer einen Ausschlag. Werden die Elektroden bei $D$ aber einander genähert, dass sich ein Theil der Elektricitäten durch $D$ in einem Funken ausgleicht, so nimmt, trotzdem jetzt nun ein Theil des elektrischen Stromes durch das Galvanometer fliesst, der Ausschlag desselben zu. Edlund nimmt daher an, dass sich an den Elektroden von $D$ eine der ursprünglichen Elektricitätsströmung entgegengesetzte elektromotorische Kraft bildet, die sich nachher durch das Galvanometer ausgleicht.

Fig. 404.




Edlund nennt die so erzeugten Ströme Disjunctionsströme. Geben aber, wie in dem vorliegenden Falle, in der Zeiteinheit beliebig viele, sehr kurz dauernde Entladungen, welche zusammen die Elektricitätsmenge $E$ mit sich führen, in gleichen Intervallen durch den Multiplikator, so misst die Ablenkung der Nadel des Galvanometers nur die Elektricitätsmenge $E$. Es ist nun nicht wohl abzusehen, wie diese Elektricitätsmenge, welche ohne die Leitung $EF$ direct von der Elektrisirmaschine geliefert wird und das Galvanometer durchfliesst, durch die Einfügung der Bahn $EDF$, in der sich doch ein Theil der Elektricitäten ausgleicht, vergrössert werden kann, da eine Polarisation bei $D$ doch nie grössere Elektricitätsmengen liefern kann, als die sind, welche sie erzeugen. (Edlund, Pogg. Ann. Bd. CXXXIV, S. 337. 1868; Bd. CXXXIX, S. 353. 1870*; Sundell, Pogg. Ann. Bd. CXXV, S. 422, 497. 1872*.) Wir verzichten hier auf einen ausführlicheren Bericht über diese Versuche, da wir demnächst einer besonderen Untersuchung über den muthmasslichen Grund der Resultate entgegensehen können.

In dichterer Luft sind die Inductionsfunken ganz ähnlich, wie die Funken der Elektrisirmaschine zusammengesetzt. Sie bestehen aus glänzenden Lichtstrahlen, welche zwischen den Elektroden übergehen, und einer Lichthülle, welche die Lichtstrahlen umgiebt und die negative Elektrode mit blauem Glimmlicht überzieht. Die ersten genaueren Versuche über die Natur der Inductionsfunken sind von Neef[1]) angestellt worden. Neef hat sich hierzu des Wagner'schen Hammers bedient. Er stellte ein 25- bis 50mal vergrösserndes Mikroskop so ein, dass er durch dasselbe deutlich die beim Abheben der Spitze von der Platte entstehenden Funken beobachten konnte. Er bemerkte, dass auf dem mit dem negativen Pol verbundenen Theil des Unterbrechungsapparates, namentlich auf den erhabenen Spitzen, eine Reihe kleiner heller Fünkchen erschienen, die sich nicht von der Oberfläche des Leiters entfernten. Ausserdem war der negative Leiter des Apparates mit einer flammenden, lavendelblauen Lichthülle umgeben. Ist die Spitze des Apparates negativ, so erscheint die Lichthülle wie eine Flamme auf derselben, ist die Platte negativ, so breitet sie sich scheibenförmig auf der letzteren aus. Die Lichthülle verschwindet, wenn man einen Tropfen Wasser oder Oel zwischen die Spitze und Platte bringt. Sie vergrössert sich im luftverdünnten Raum sehr bedeutend, während die Funkenerscheinung abnimmt. — In einer Atmosphäre von Kohlensäure erscheint die Lichthülle milchweiss. 1003

Das Neef'sche Lichtphänomen lässt sich viel bequemer beobachten, wenn man die Enden des inducirten Drathes eines Inductionsapparates an einer Platinplatte und einer darüber stehenden Schraube befestigt, durch welche eine Platinspitze der Platte genähert werden kann.

Obgleich die in der inducirten Spirale erzeugten Ströme ihre Richtung beim Oeffnen und Schliessen der inducirenden Spirale wechseln, geht doch nur der eine (Oeffnungs-) Strom stets in derselben Richtung zwischen Platte und Spitze über.

Schraubt man die Spitze so weit gegen die Platte hinab[2]), dass Funken in hellen, zuerst krummen, dann bei weiterem Nähern aber in geraden, schnell einander folgenden Lichtlinien übergehen, so bleibt Spitze und Platte noch dunkel. Werden sie aber weiter einander genähert, so vermindert sich der Glanz der Funken und die jeweilen mit dem negativen Pol verbundene Elektrode leuchtet mit blauem Lichte. Dasselbe ist auf der Fläche ausgebreitet, an der Spitze nur in einem Punkt concentrirt, oder reicht auch an den Seiten hinauf. Zugleich treten viele weisse Lichtpünktchen von glühendem Platin an der leuchtenden, wenige an der dunklen Elektrode auf. Diese Funken nehmen an Menge ab, wenn man statt des Platins ein weniger angreif-

[1]) Neef, Pogg. Ann. Bd. LXVI, S. 414. 1845*; vergl. auch Osann, Pogg. Ann. Bd. LXXXIX, S. 600. 1853.*. — [2]) Riess, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 290. 1854*.

bares Metall, z. B. die von Siemens und Halske eingeführte Platinlegirung benutzt.

1004 Lässt man die Inductionsfunken des Inductoriums zwischen zwei einander gegenüberstehenden Dräthen überschlagen, so sind sie ebenfalls aus glänzenden Lichtstrahlen zusammengesetzt, welche zwischen den Elektroden übergehen, und einer Lichthülle, welche an der Endfläche der positiven Elektrode beginnt, daselbst röthlich ist, und sich mit lavendelblauem Licht noch über die negative Elektrode ausbreitet (Fig. 405).

Die Lichtblitze im Innern der Hülle erscheinen meist gekrümmt. Sie bilden sehr schmale, helle Lichtlinien. Müssen die Funken dichtere Medien durchbrechen, entstehen sie z. B. zwischen zwei Metallspitzen, zwischen die man einen Tropfen Olivenöl gebracht hat, so erscheinen sie unter dem Mikroskop aus einzelnen, in mehr oder weniger spitzen Winkeln zusammenlaufenden Linien zickzackförmig gebildet [1]).

Fig. 405.




Wendet man hierbei zwei flache und an ihren Spitzen abgerundete Dräthe als Elektroden an, welche zwischen zwei Glasplatten fest eingeklemmt sind, so kann man die genauere Zusammensetzung der Entladung sehr gut studiren. Es zeigt sich, dass das blaue Licht die negative Elektrode ganz umhüllt und von dem von der positiven Elektrode ausgehenden, kegelförmig sich erweiternden, röthlichen Licht durch einen dunklen Zwischenraum getrennt ist. Die hellen Lichtfunken gehen hauptsächlich von der positiven Elektrode aus und durchbrechen die eben erwähnten Theile ihrer Lichthülle. Fig. 406 giebt ein Bild dieser Erscheinung bei 80maliger Vergrösserung [2]). Einer längeren Beobachtung derselben stellt sich die Fortführung von metallischen Theilen von den Elektroden hinderlich in den Weg, durch welche die Glasplatten bald mit einem glänzenden, vielfarbigen Metallüberzug bedeckt werden.

Lässt man den negativen Poldrath eines Inductoriums oscilliren, so sieht man eine continuirliche, von dem glühenden Drath beschriebene Curve, auf welcher sich einzelne Lichtstreifen abzeichnen, die den einzelnen Entladungen entsprechen, deren jede mit einer blauen Lichthülle umgeben ist [3]).

Lässt man die Entladung in der Flamme einer Kerze übergehen, so zeigt sich bei langsamem Gange des den inducirenden Strom unterbrechenden Apparates eine in blendendem Weiss erscheinende Entladung, in welcher der helle Entladungsfunken nicht mehr zu erkennen ist. Dieselbe

[1]) Fabbri, Nuovo Cimento. T. VII, p. 182. 1858; Archives des Sciences phys. et nat. Nouv. Sér. T. II, p. 58*. — [2]) du Moncel, Compt. rend. T. XL, p. 312. 1855*; Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 175*; Recherches sur la non-homogénéité de l'étincelle d'induction. Paris 1860. p. 74 u. flgde*. — [3]) Fernet, Compt. rend. T. LIX, p. 1005. 1864*; vergl. auch Seguin, Compt. rend. T. LXVIII, p. 1322. 1869*.

ist von **transversalen dunklen Schichten durchzogen**, welche bis an die positive Elektrode herangehen, von der negativen aber wiederum durch einen dunklen Zwischenraum getrennt sind (vergl. Fig. 407). An

Fig. 406.




Fig. 407.




der negativen Elektrode selbst kann man in diesem Fall das blaue Glimmlicht nicht sehen; dieselbe ist mit Russ bedeckt, welcher lebhaft glüht.

Betrachtet man hierbei die Flamme in einem langsam rotirenden Spiegel, so erscheint sie sägeförmig gezackt, am unteren Ende jedes Einschnittes sieht man einen hellen Funken, so dass die Flamme bei dem Uebergang jedes Funkens oberhalb desselben erlischt. Unterhalb bleibt sie ungeändert. Durch die Funken werden daher wohl die Verbrennungsgase auseinander gesprengt, und so wird jedesmal ihre Zufuhr zum oberen Theil der Flamme gehindert. — Die entsprechenden Erscheinungen zeigen sich, nur in complicirterer Gestalt, bei Beobachtung der Flamme durch eine, mit radialen Schlitzen versehene, rotirende Pappscheibe [1]).

Sehr deutlich erscheinen die Funken aus einzelnen, hell leuchtenden und dunklen Theilen gebildet, wenn man dieselben in einer russenden Flamme, z. B. von Terpentinöl, oder in Luft, in die Kohlenstaub gestreut wird, zwischen den Elektroden übergehen lässt.

Ganz analog schichtet sich Kohlenpulver, welches auf einer Glasplatte ausgebreitet ist, und durch welches die Funken hindurchgehen [2]).

Auch erhält man eine ähnliche Schichtung, wenn man eine Glasplatte mit Jodkaliumcollodium zur Herstellung eines photographischen Bildes präparirt und sie dem Sonnenlicht einige Zeit aussetzt. Lässt man

[1]) Kundt, Pogg. Ann. Bd. CXXVIII, S. 159. 1866*. — [2]) Quet und Seguin, Compt. rend. T. XLVIII, p. 338. 1859*.

auf einer solchen Platte Funken überschlagen, so erhält man eine deutliche, durchsichtige Streifung, die sich auf positives Papier übertragen lässt. Die Schichten fangen immer zuerst an, sich am negativen Pol zu bilden, sie sind gegen die Pole, wie die Schichten des Lichtes im luftverdünnten Raum, umgebogen und lassen, ebenso wie dort, deutlich den Unterschied der beiden Pole erkennen [1]).

1005 Die Entladung der Inductionsrolle scheint, ebenso wie die Entladung der mit der Elektrisirmaschine verbundenen Elektroden, in der Weise vor sich zu gehen, dass zuerst, wenn sich an den gegenüberstehenden Enden derselben die Elektricitäten in grosser Dichtigkeit angesammelt haben, sie sich unter Bildung eines aus einer Gas- und einer Metallentladung bestehenden Funkens vereinen. Durch diesen Funken wird die Luft zwischen jenen Enden mechanisch auseinander gesprengt und stark verdünnt, und es verbreiten sich auch die durch den Funken zerstreuten leitenden Theile der Elektroden in derselben. Man kann diese mechanische Wirkung der Funken zeigen, wenn man sie in einem Kinnersley'schen Luftthermometer überschlagen lässt. Bei jedem Funken erhebt sich die den abgeschlossenen Luftraum des Thermometers begrenzende Flüssigkeitssäule plötzlich und sinkt sogleich wieder nieder. Ebenso wird Kohlenpulver, welches auf einer Glasplatte ausgebreitet ist, und durch welches man die Funken durchschlagen lässt, zerstäubt und von den Elektroden wie durch einen Wind fortgeblasen [2]).

1006 In dem weiteren Verlauf des Processes scheint sich aber durch die Art der Elektricitätsentwickelung ein wesentlicher Unterschied zu ergeben.

Durch die Elektrisirmaschine werden die Elektricitäten den Elektroden relativ nur sehr langsam zugeführt. Hat sich also die Elektricität an den Elektroden so stark angehäuft, dass eine Entladung eintritt, so wächst die zurückbleibende Elektricität durch Zufuhr neuer Elektricität von der Maschine aus nur so langsam an, dass sie in der Zeit, in welcher der durch die erste Funkenentladung erhitzte, luftverdünnte, besser leitende Raum besteht, nicht genügende Spannung erhält, um denselben gleichfalls in einer Gas- oder Funkenentladung zu durchbrechen. — In dem Inductionsapparat dagegen wird die ganze, bei der Oeffnungsinduction erzeugte Elektricität aus dem Inneren der Inductionsrolle den Elektroden so schnell zugeführt, dass sie nach der ersten Entladung in dem durch dieselbe gebildeten luftverdünnten, heissen Raum noch weiter sich ausgleichen kann [3]).

1007 Man kann durch einen einfachen Versuch zeigen, wie in der That die Erhitzung der Luft durch die Funken hierbei den Uebergang später erfolgender Entladungen erleichtern kann.

---

[1]) Laborde, Compt. rend. T. LVIII, p. 661. 1864*. — [2]) Vergl. du Moncel, l. c. p. 25*. — [3]) Vergl. auch Riess, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 290. 1854*.

Stellt man zwei etwa 2 Decimeter lange Dräthe an zwei isolirten Stativen in einem Abstand von einigen Centimetern in nahezu verticaler Lage so neben einander auf, dass sie sich an dem unteren Ende in einem sehr spitzen Winkel zu einander hinneigen, und verbindet sie mit dem Inductorium, so springt der erste Funken an der untersten Stelle der Dräthe über, der nächste etwas höher u. s. f., bis die oberste Stelle der Dräthe erreicht ist. Sodann beginnen die Funken wieder an der untersten Stelle. Offenbar wird durch den ersten Funken die Luft erwärmt, welche aufsteigt und so an einer höher gelegenen Stelle dem nächsten Funken einen leichteren Durchgang gestattet u. s. f. Wird daher kalte Luft von oben zwischen die Dräthe geblasen, so bleiben die Funken stets an der tiefsten Stelle. Liegen die Dräthe in der Horizontalebene, so bleiben die Funken deshalb auch stets an der Stelle, an welcher die Dräthe einander am nächsten sind [1]).

Bei der Induction im Inductorium können die Elektricitäten den **1008**
Enden der Inductionsrolle so schnell zugeführt werden, dass schon während der ersten Loslösung von Metalltheilchen bei der Entladung die noch hinzukommenden Elektricitätsmengen eine genügende Dichtigkeit erlangen, um weitere Metalltheilchen loszureissen. Die Metallentladung erscheint also um so kräftiger, je grösser die in dieser Weise den Enden der Inductionsrolle vor oder während des Anfangs der Entladung zugeführten Elektricitätsmengen sind. Daher wird der Funken um so geringer, die Lichthülle desselben um so bedeutender sein, je mehr das Zuströmen der im Inneren der Inductionsspirale befindlichen Elektricitäten zu ihren Enden verzögert wird, so dass von diesen nur kleine Mengen mit der Funkenentladung übergehen.

Verbindet man daher die beiden Kugeln eines Henley'schen Ausladers durch nasse Schnüre von etwa $5^{mm}$ Durchmesser und $^3/_4$ bis $1^m$ Länge mit den Enden der Inductionsspirale, so verschwinden die Funken fast ganz, und nur die Lichthülle bleibt. Werden dagegen umgekehrt die Enden der Spirale mit den Belegungen eines Condensators, einer Leydener Flasche verbunden, von denen aus zwei Dräthe zu den Kugeln des Ausladers führen, so sammelt sich eine grosse Menge der Elektricität vor der Entladung in der Flasche an und entladet sich gleich Anfangs in einem Funken; die Lichthülle verschwindet fast ganz [2]).

Bei Untersuchung der Funken einer Dampfelektrisirmaschine hat Rijke ähnliche Resultate erhalten.

Meist ist indess gleich nach der ersten Funkenentladung die Spannung so vermindert, dass in der verdünnten Luft nur noch eine Gasentladung erfolgt, ohne dass dabei zugleich Metalltheile von den Elektroden abgerissen werden.

---

[1]) Fernet, Compt. rend. T. LIX, p. 1005. 1864*; Pogg. Ann. Bd. CXXIV, S. 357*. — [2]) Rijke, Pogg. Ann. Bd. CXI, S. 612. 1860*.

Lässt man daher die Inductionsfunken zwischen zwei Spitzen übergehen und vor denselben einen Spiegel um eine Axe rotiren, welche der Verbindungslinie der Spitzen parallel ist, so erscheint im Spiegel die Lichthülle einseitig durch den linearen Funken begrenzt und im Sinne der Drehung des Spiegels verlängert; ein deutlicher Beweis, dass die Lichthülle sich erst mit dem momentanen Funken bildet und denselben noch längere Zeit überdauert [1]).

**1009** Entsprechend den Angaben des §. 1008 vergrössern alle Mittel, welche an den Enden der Inductionsspirale die zur Erreichung einer Metallfunkenentladung erforderliche Elektricitätsmenge verkleinern, die Lichthülle. Wendet man also spitze Elektroden an Stelle von kugelförmigen an, so wird an ersteren schon bei kleineren Elektricitätsmengen das Potential so gross, dass die Luft durch einen Metallfunken durchbrochen wird. Liefert also das Inductorium in beiden Fällen in gleichen Zeiten gleiche Elektricitätsmengen, so ist bei den Spitzen nach der ersten Metallfunkenentladung die zurückbleibende Elektricitätsmenge grösser, welche sich durch die Lichthülle entladet. Wendet man Elektroden an, welche geringere Cohäsion haben, z. B. Elektroden von Kohle [2]) an Stelle von Platinelektroden, so bedarf es ebenfalls einer geringeren Elektricitätsladung, um ihre Masse an der Entladung ferner Antheil nehmen zu lassen und glühende Theilchen von ihnen fortzuführen. Wie oben wird daher die Lichthülle grösser.

**1010** Je mehr glühende Theile hierbei die Luft durchdringen, je heisser sie also wird und je mehr Stoffe sie aufnimmt, die, ähnlich wie Wasserstoffgas im Verhältniss zur Luft, schon bei kleineren Elektricitätsmengen eine Gasentladung vermitteln oder sogar direct leiten, eine desto grössere Elektricitätsmenge fliesst bei der Entladung des Inductoriums durch die Unterbrechungsstelle, desto geringere Mengen gleichen sich rückwärts durch die Inductionsrolle aus.

Bei Anwendung spitzer Kohlenelektroden ist in Folge dessen die durch den Oeffnungsstrom continuirlich übergehende Elektricitätsmenge so bedeutend, dass in diesem Fall in einem in den Inductionskreis eingeschalteten Voltameter selbst zwischen grösseren Platinelektroden Wasser zersetzt wird, während dies bei Unterbrechung des Stromkreises durch Metallspitzen nur unter Benutzung sehr dünner Dräthe als Elektroden gelingt. Dennoch geht auch bei Anwendung von Kohlenelektroden nur der Oeffnungsstrom zwischen ihnen über, da nur dieser die Elektricitäten in gehöriger Dichtigkeit liefert, um zuerst eine Funkenentladung hervorzurufen; zwischen dem Aufhören des Oeffnungsfunkens und dem Eintreten des Schliessungsstromes vergeht aber eine zu lange Zeit,

---

[1]) Lissajoux, Compt. rend. T. XLIX, p. 1009. 1859*; vgl. Ogden Rood l. c. §. 997*. — [2]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. CV, S. 1. 1857*.

als dass die die Lichthülle des ersteren bildende, leitende Materie noch bis zu letzterem fortbesteht. — Da indess die Funkenentladung in diesem Fall doch bei geringeren Elektricitätsmengen eintritt, als zwischen Metallelektroden, so ist es nicht mehr nöthig, die in der Zeiteinheit in der Inductionsrolle bewegten Elektricitäten möglichst zu steigern. Man kann deshalb den Condensator am Inductionsapparat entbehren, und auch, wenn der Schlagraum zwischen den Kohlenspitzen sehr kurz ist, an dem Interruptor Silberspitzen statt Platinspitzen verwenden. — Lässt man vor den Kohlenelektroden einen Spiegel um eine, dem Funkenstrom parallele Axe rotiren, so erscheint jeder Funken in der auf ihn senkrechten Richtung verlängert; ein Beweis, dass hier auch der continuirliche Strom nach der ersten Funkenentladung durch glühende Kohlentheilchen geleitet wird. Bei Metallelektroden tritt solche Verlängerung des Funkens durch den rotirenden Spiegel nicht ein. Hier verschwinden sogleich die glühenden Theilchen; die continuirliche Entladung in der Lichthülle findet in der verdünnten Luft statt, wie auch die Untersuchung ihres Spectrums zeigt.

Wendet man nur eine Elektrode von Kohle einer anderen von Metall gegenüber an, so ist die Lichthülle am stärksten ausgebildet, wenn die Kohle als negative Elektrode dient. Wir werden später mittheilen, dass die negative Elektrode bei den Inductionsfunken viel stärker erwärmt wird, als die positive; so dass also an jener Elektrode auch die Erwärmung die feine Zerstäubung der Kohle noch erleichtert. Ein in den Inductionskreis eingefügtes Galvanometer zeigt auch in diesem Fall eine grössere Ablenkung, als wenn die Kohle als positive Elektrode dient. — Da die Erhitzung der Elektroden erst allmählich nach dem Beginn der Inductionsfunken erfolgt, so wächst der Ausschlag des Galvanometers erst allmählich bis zu einem Maximum.

Taucht man die Elektroden in Oel, so wird die Lichthülle viel grösser, da hier gleichfalls das Oel durch den zwischen den Elektroden übergehenden Funken sich verbreitet und den Raum daselbst leitend macht.

Ebenso ist die heisse Luft leichter zu durchbrechen, als die kalte. Daher erscheint die Lichthülle im Inneren einer Kerzenflamme viel heller und grösser. — Ebenso dehnt sie sich im luftverdünnten Raume aus. — Stellt man dagegen die Elektroden in einem Glasrohre einander gegenüber, in welchem die Luft comprimirt wird, so nimmt die Ausdehnung der Lichthülle ab [1]).

Zwischen Flüssigkeiten, z. B. zwischen zwei Wasserstrahlen, in die man die Elektroden senkt, ist die Funkenbildung sehr schwach und wenig leuchtend, die Lichthülle stark ausgebildet. Bringt man einen Platindrath zwischen die Strahlen, so erscheint der Funken an diesem heller.

---

[1]) Du Moncel, Compt. rend. T. XXXVII, p. 995. 1853*; Fabbri, l. c.

1011 Das Verhältniss der durch den Funken plötzlich entladenen und in der Lichthülle continuirlich übergehenden Elektricitätsmengen ist bei dem Inductionsfunken sehr verschieden nach verschiedenen Umständen, und es unterscheidet sich in dieser Beziehung die Funkenentladung zwischen den Enden der Inductionsrolle wesentlich von der der Leydener Batterie. Dies lässt sich namentlich auch an der Ablenkung eines Galvanometers studiren, welches in den, durch ein Funkenmikrometer unterbrochenen Schliessungskreis der Inductionsrolle eingeschaltet ist.

Bekanntlich ist die Ablenkung der Nadel eines Galvanometers durch den, durch seine Windungen hindurchgeleiteten Entladungsstrom der Leydener Batterie nur abhängig von der entladenen Elektricitätsmenge, unabhängig aber von der Dichtigkeit der Elektricität in der Batterie und dem Widerstand des Schliessungskreises, vorausgesetzt, dass der Durchgang der Elektricitätsmenge durch die Windungen schnell genug erfolgt, dass während seines Verlaufes die Nadel ihre ursprüngliche Stellung nur um sehr wenig geändert hat.

Ganz anders verhält sich die Entladung der Inductionsrolle. Liess z. B. Koosen[1]) bei gleichbleibender (etwa 10mal in der Secunde erfolgender) Unterbrechung der inducirenden Rolle durch einen, dem Foucault'schen Interruptor ähnlichen Apparat unter Einschaltung verschiedener Widerstände $W$ in den Schliessungskreis die Inductionsfunken in gleicher Schlagweite ($^1/_{10}$ bis $2^{mm}$) übergehen, so nahm die Ablenkung der Nadel eines Galvanometers immer mehr ab. Wenn man hiernach den Widerstand $R$ einer bestimmten Länge ($1^{mm}$) des die Funkenentladung vermittelnden, mit Luft erfüllten Schlagraumes nach dem Ohm'schen Gesetze aus der beobachteten Stromintensität $I$ berechnet, so wächst derselbe mit abnehmender Stromintensität. Wenn man dagegen die Schlagweite $S$ vermindert, so steigt umgekehrt der Werth $R$. So fand unter Anderem Koosen[2]):

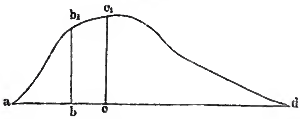
| *W.* | *S.* | *I.* | *R.* | *S.* | *I.* | *R.* |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 0 | $1^{mm}$ | 0,231 | — | $^1/_4{}^{mm}$ | 0,384 | — |
| 4900 | $1^{mm}$ | 0,194 | 19000 | $^1/_4{}^{mm}$ | 0,306 | 48800 |
| 11100 | $1^{mm}$ | 0,176 | 28800 | $^1/_4{}^{mm}$ | 0,277 | 87300 |
| 18000 | $1^{mm}$ | 0,158 | 32200 | $^1/_4{}^{mm}$ | 0,249 | 103000. |

Den Grund dieser Erscheinung leitet Koosen folgendermaassen ab, indem er von oscillirenden, wiederholten Entladungen desselben Inductionsstromes absieht und nur den Gang der elektromotorischen Kraft des nach der Oeffnung des inducirenden Kreises entstehenden Oeffnungsstromes betrachtet. Es stellen die Abscissen *a b c d* der Fig. 408 die Zeit der Entwickelung, die Ordinaten derselben die in jedem Moment inducirten elektromotorischen Kräfte des Oeffnungsstromes dar, welche

[1]) Koosen, Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 193. 1859*. — [2]) Vergl. auch du Moncel, Etincelle d'induction. Paris 1860*.

nach der Oeffnung schnell ansteigen und dann langsam abfallen. Je kleiner die Schlagweite ist, um so kleiner braucht dann die elektromotorische Kraft $c c_1$ oder $b b_1$ zu sein, um die Elektricitäten in einer solchen Dichtigkeit an der Unterbrechungsstelle des Funkenmikrometers anzuhäufen, dass überhaupt eine Funkenentladung eintritt. — Diese Entladung wirkt wie der Schlag der Batterie; zugleich wird sie aber auch die Luft in dem Schlagraum verdünnen und sie dadurch leitender machen, so dass sie in der nach der Entladung sich bildenden Lichthülle einen elektrischen Strom leitet, der den, durch die Flächenräume $c c_1 d$ und $b b_1 d$ gemessenen elektromotorischen Kräften entspricht. Für diesen continuirlichen Strom verhält sich dann möglicher Weise der Schlagraum ganz wie jeder andere Leiter entsprechend dem Ohm'schen Gesetz. Der Strom wird um so intensiver werden, je kleiner die Schlagweite, je grösser die Flächenräume $c c_1 d$ und $b b_1 d$ werden. Jedenfalls wird aber die am Galvanometer gemessene Intensität verhältnissmässig zu klein ausfallen und zwar um so mehr, je grösser die Schlagweite ist. Der nach dem Ohm'schen Gesetz berechnete Widerstand $R$ des Schlagraumes wird also namentlich bei Einschaltung grösserer Widerstände in die Schliessung zu gross erscheinen. Bei grösserer Schlagweite dürfte auch in Folge der heftigeren ersten Entladung die Luft im Schlagraum stärker verdünnt werden und dadurch besser leiten.

Fig. 408.




Verbindet man die Enden des Inductionsdrathes nahe dem Funkenmikrometer mit den Belegungen einer Leydener Flasche oder eines Condensators, so bedarf es grösserer Elektricitätsmengen, um sie so stark zu laden, dass der erste Funkenübergang im Schlagraum stattfindet. Der Flächenraum $c c_1 d$ der Curven, Fig. 407, welcher die Summe der Elektricitätsmengen angiebt, von denen ein grösserer oder kleinerer Theil durch den Schlagraum continuirlich geleitet wird, wird in diesem Fall noch kleiner, die Ablenkung der Galvanometernadel geringer, während zugleich die Lichthülle abnimmt.

Indess können diese Verhältnisse auch zum Theil noch davon herrühren, dass bei grösserer Schlagweite und Einschaltung der Batterie zur Erzeugung des für die Einleitung der Funkenentladung erforderlichen Potentials grössere Elektricitätsmengen erforderlich sind und somit für die derselben folgende Gasentladung nur ein kleinerer Theil der gesammten, zu den Elektroden getriebenen Elektricitäten zurückbleibt. Die Spannung dieses letzteren kann schnell so gering werden, dass die Lichthülle bald aufhört und der Rest der Elektricitäten sich rückwärts durch die Inductionsrolle ausgleicht. Somit kann die Gesammtmenge der durch das Galvanometer zu den Elektroden hinfliessenden und sich im Funken und der Lichthülle ausgleichenden Elektricitäten,

welches den Ausschlag desselben bedingt, um so mehr vermindert werden, je grösser jener Rest bei grösserer Schlagweite u. s. f. ist.

Unterbricht man nach Gaugain [1]) den Schliessungskreis der Inductionsrolle eines Ruhmkorff'schen Apparates an zwei Stellen, lässt an der einen die Inductionsfunken in der Luft, an der anderen zwischen zwei Wollaston'schen, bis auf ihr Ende in Glasröhren eingeschmolzenen Dräthen in Wasser, Alkohol, Olivenöl oder Luft überschlagen, so zeigt ein in den Inductionskreis eingefügtes Galvanometer immer stärkere Ablenkungen, wohl weil immer grössere Elektricitätsmengen in der Funkenentladung den zwischen den Elektroden befindlichen Körper durchbrechen, ihn also nicht mehr im continuirlichen Strom durchfliessen und so sein Widerstand weniger in Betracht kommt. Diese Erklärung wird bestätigt, wenn man in den Schliessungskreis einer Säule eine Inductionsrolle, den menschlichen Körper und zwei einander in den verschiedenen Flüssigkeiten berührende Dräthe einschaltet, und nun die Dräthe in denselben von einander trennt. Die Erschütterung ist im Wasser geringer als in den anderen Flüssigkeiten und der Luft.

1012 Bedient man sich als negativer Elektrode eines Gefässes voll Wasser und hebt aus demselben einen als positive Elektrode einer vielgliedrigen galvanischen Säule dienenden verticalen Drath, so breiten sich die Funken auf der Wasseroberfläche strahlenförmig aus. Ist das Wasser aber positiv, die Spitze negativ elektrisch, so bildet der von der Spitze kommende Funke auf dem Wasser eine abgerundete leuchtende Fläche. Schon beim einfachen Schliessen eines Trogapparates, dessen Poldräthe in Wasser tauchten, bemerkte Cruickshank [2]) ein Lichtbüschel, als der positive Drath, ein kleines Lichtkügelchen, als der negative Drath aus dem Wasser herausgehoben wurde.

Ganz analog dieser Erscheinung hatte schon Ritter [3]) beobachtet, als er einen mit dem negativen Pol der Säule verbundenen, zugespitzten Eisendrath in Quecksilber tauchte, welches als positive Elektrode diente, und ihn dann herauszog, dass neben dem Funken auf dem Quecksilber sich ein schwarzer Stern von oxydirtem Quecksilber bildete. War die Spitze dagegen positiv, das Quecksilber negativ, so entstanden auf dem Quecksilber nach dem Herausheben der Spitze unter derselben mit Ringen umgebene Punkte.

Ganz analoge Versuche kann man mit den Inductionsfunken anstellen.

Besteht die eine Elektrode der Inductionsrolle aus Metall, die andere aus einer Flüssigkeit, so findet eine Bildung von Funken auf Kosten der

---

[1]) Gaugain, Compt. rend. T. XLI, p. 407. 1855*. — [2]) Cruickshank, Nichols. Journ. Vol. V, S. 80; Gilb. Ann. Bd. IX, S. 353. 1801*. — [3]) Ritter, Gilb. Ann. Bd. IX, S. 350. 1801*.

ersteren statt. — Setzt man in die beiden Stative des Apparates, Fig. 402, zwei vertical nach unten gehende Dräthe, unter welche man eine mit einer Flüssigkeit gefüllte Schale stellt, so dass die Oberfläche derselben in einem geringen Abstande von den Spitzen der Dräthe sich befindet, und verbindet letztere mit den Enden der Inductionsrolle, so gehen zwischen den Dräthen und der Flüssigkeit Funken über, und letztere dient unter dem einen Drath als positive, unter dem anderen als negative Elektrode. An der positiven Drathspitze zeigt sich dann ein gelblicher Lichtpunkt und auf der Flüssigkeit unter demselben eine blaue, von glänzenden Strahlen durchzogene, an den Rändern ausgezackte Lichtscheibe. — Unter der negativen Drathspitze rundet sich die Lichtscheibe auf der Flüssigkeit ab und zeigt keine Auszackung. — Am schönsten beobachtet man diese Erscheinung bei concentrirter Schwefelsäure, namentlich wenn der Versuch im luftverdünnten Raum (von etwa $^1/_4$ Atmosphäre Druck) angestellt wird; recht deutlich zeigt sie sich auch auf der Oberfläche von verdünnten Säuren und Lösungen von Alkalien und Salzlösungen, weniger deutlich auf Wasser. Die Zersetzung der Flüssigkeiten ist hierbei kaum merklich; sobald man aber einen der Dräthe in dieselben einsenkt, zeigt sich unter der Spitze des anderen, namentlich bei concentrirter Schwefelsäure, eine lebhafte Gasentwickelung. Dabei erglüht der als negative Elektrode dienende Drath lebhaft, während der andere sich nur wenig erwärmt. Die in der Lichthülle unter dem negativen Drath übergehenden Funken sind hierbei nur vertical, wenn man die Hülle seitlich fortbläst; sonst sind sie stets gekrümmt und nach einer Seite gerichtet. Unter dem positiven Drath werden die Funken mit der Lichthülle beim Blasen zerstreut [1]).

Legt man unter beide Spitzen einen mit Jodkaliumlösung befeuchteten Papierstreif, so entsteht unter beiden ein brauner Fleck von Jod, der indess unter der positiven Spitze grösser ist, so dass also doch nicht alle der Schliessungsinduction entsprechenden Entladungen ausgeschlossen sind. — Mit Gold-, Silber- und Platinlösungen getränkte Papierstreifen färben sich unter der positiven Spitze bräunlich, trocknen daselbst und beginnen zu glimmen. Unter der negativen Spitze scheidet sich ein dunkler Fleck von reducirtem Metall ab. — Auf einem mit Kupfervitriollösung getränkten Bande erscheint der von der positiven Elektrode ausgehende Funken rosaviolett, der von der negativen ausgehende feuerroth.

Bei diesen Versuchen kann man die einen der abwechselnd gerichteten Ströme des Inductoriums abschneiden, wenn man die eine Elektrode aus einem dünnen Platindrath bildet und diesen allmählich in verdünnte Schwefelsäure oder Salzlösungen senkt, welche mit der anderen Elektrode verbunden ist. Es erglüht dann die Spitze des Platindrathes und umgiebt sich mit einer blauen Lichthülle, und es gehen nur

---

[1]) Fernet, Compt. rend. T. LIX, p. 1006. 1864*.

Ströme hindurch, für welche der Platindrath als negative Elektrode dient. Die Trennung der Ströme ist so vollkommen, dass in einem in den Schliessungskreis eingeschalteten Voltameter an den Elektroden die Gase, Sauerstoff und Wasserstoff, genau im Volumenverhältniss 1 : 2 abgeschieden werden. Namentlich Lösung von Quecksilberchlorid in Kochsalzlösung dient bei schwächeren Strömen sehr gut zu diesen Versuchen.

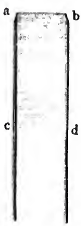
Wird als Flüssigkeit Chlormagnesiumlösung verwendet, so scheidet sich bei sehr starken Strömen auf der Platinelektrode Magnesium aus, welches sogleich mit hellstem Glanze verbrennt [1]).

Stellt man die Spitzen der Dräthe einer isolirten, leicht oxydirten oder bestäubten Metallplatte gegenüber, so dass der Elektricitätsstrom zwischen letzterer und den Spitzen übergehen muss, so zeigt sich wiederum auf der Platte unter der positiven Spitze eine unregelmässige Verästelung, unter der negativen ein runder Fleck. — Diese Erscheinungen sind ganz analog der Bildung der Lichtenberg'schen Figuren mit Hülfe der Reibungselektricität [2]).

1013 Durch einige Hülfsmittel ist man im Stande, die relative Lage der Funken und ihrer Lichthülle gegen einander abzuändern.

Bedient man sich z. B. zweier parallel liegender, drathförmiger Elektroden, *ac* und *bd*, (Fig. 409), welche an den Enden zugespitzt sind, so geht zwischen diesen Enden die helle Funkenentladung vor sich, während die continuirliche Entladung durch die Lichthülle in dem Raum *abcd* stattfindet.

Fig. 409.




Bringt man ferner in die Nähe der beiden spitzen Elektroden *a* und *b* (Fig. 410), zwischen denen die Funken übergehen, einen schlecht leitenden Körper *c*, so tritt durch Influenz durch die in den Elektroden angehäuften Elektricitäten in ihm eine Vertheilung der Elektricität ein, und die helle Funkenentladung geht über seine Oberfläche hin. Die langsamere Entladung in der Lichthülle findet aber auf dem kürzesten Wege zwischen den Elektroden statt, da, wenn sie nach ihrer Bildung von einem continuirlichen Strom durchflossen ist, die Anziehung der neben einander liegenden Stromestheile bedingt, dass sie sich in jene Lage begiebt. Ihre eiförmige Gestalt ist, wie die des Lichtbogens zwischen Kohlenspitzen, dadurch hervorgerufen, dass die Elektricitäten durch die spitzen Elektroden in sie eintreten müssen, und nun die leicht bewegliche Masse sich so lagert, dass sie dem Strom das Minimum des Widerstandes darbietet.

---

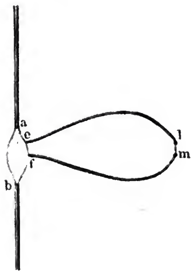
1) Bouchotte, Compt. rend. T. LXV, p. 759, 995. 1867*; Mondes, T. XV, p. 191; auch E. Becquerel, Compt. rend. T. LXV, p. 1097. 1867*. — 2) Du Moncel, l. c. und Compt. rend. T. XXXVII, p. 995. 1853*; Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 311. 1855*.

Bedient man sich bei diesem Versuch zweier Kugeln als Elektroden, denen man von der Seite her einen schlechten Leiter nähert, so gelingt es zuweilen, die Lichthülle völlig von den Funken zu trennen.

Fig. 410.




Fig. 411.




Bringt man in die Nähe des zwischen zwei Spitzen übergehenden Entladungsstromes statt des schlechten Leiters einen isolirten Leiter, z. B. ein Metallstück, so gehen auch zu diesem die Funken von beiden Elektroden über, während die Lichthülle unverändert zwischen denselben bleibt. — Ersetzt man das Metallstück durch zwei in die Nähe der Elektroden gebrachte Dräthe *el* und *fm* (Fig. 409), deren Abstand *ef* grösser ist als *lm*, so werden auch die Funken von den Elektroden nach *e* und *f* abgelenkt und gehen zwischen *l* und *m* über, während die Lichthülle zwischen den Elektroden verweilt.

Nähert man dem Entladungsstrom eine mit der Erde verbundene Spitze, so biegen sich die Entladungsfunken selbst gegen letztere hin und es geht ein abgezweigter Funken zu derselben. Die Lichthülle liegt aber zwischen dem Funken und den Elektroden.

Der erste, die Luftschicht an der Unterbrechungsstelle mechanisch **1014**
durchbrechende Funken dauert nur eine äusserst kurze Zeit. Die Bewegungen der Elektroden selbst oder der Luft zwischen ihnen während seines Entstehens vermögen daher auf seinen Verlauf keinen wesentlichen Einfluss auszuüben. Wohl aber geschieht dies mit der Lichthülle, welche längere Zeit den Strom continuirlich leitet [1]).

Verbindet man daher die Enden der Inductionsrolle mit zwei Wasserstrahlen, welche aus zwei getrennten Gefässen parallel neben einander ausfliessen, so bemerkt man, dass die Lichthülle in der Richtung der Bewegung des Wassers von dem eigentlichen Funken zwischen den Wasserstrahlen sich ausbreitet. Der Funken selbst ist hierbei ziemlich unscheinbar; er tritt aber stärker hervor, wenn man zwischen die Wasserstrahlen einen Platindrath hält (vgl. §. 1010).

Zwischen zwei neben einander in einer Ebene in entgegengesetztem Sinne rotirenden Kupferscheiben, welche mit den Enden der Inductionsrolle verbunden sind, wird gleichfalls die Lichthülle im Sinne der Bewegung der Scheiben gegen die Funken verschoben, während die letzteren

---

[1]) Perrot, Archives des Sciences phys. et nat. Nouv. Sér. T. VII, p. 334. 1860*; Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. LXI, p. 200. 1861*.

an der Stelle ihres kürzesten Abstandes übergehen. — Verbindet man die Enden der Inductionsrolle mit zwei Metallspitzen, welche um eine, ihrer Verbindungslinie parallele Axe rotiren, so erscheint die Lichthülle gleichfalls in der Bewegungsrichtung gegen den Funken ausgebreitet und ist an ihrer vom Funken abgekehrten Seite durch einen concaven Bogen geschlossen. — Bei sehr schneller Rotation löst sich die Entladung in eine Reihe von Flächen auf, die mit dem Licht der Lichthülle erfüllt und an ihrem äussersten Ende von mehreren, dem ersten Funken ähnlichen, aber viel dunkleren Funken begrenzt sind.

Diese Erscheinung zeigt sich namentlich sehr gut, wenn die Luft verdünnt ist, in der die Funken übergehen.

Lässt man einen Inductionsfunken auf eine jodirte Silberplatte schlagen, welche mit einer bestimmten Geschwindigkeit fortbewegt wird, so verzeichnet derselbe einen kleinen Punkt, der der hellleuchtenden Entladung entspricht. Hinter demselben zeigt sich ein bläulicher Schweif, der die Wirkung der Lichthülle darstellt [1]). Man kann aus der Länge des Schweifes sehr gut die Dauer der Entladung berechnen. Lässt man die Funken auf einen bewegten Papierstreifen fallen, so entstehen auf demselben kleine Löcher, deren Lage anzeigt, dass die leuchtende Entladung durchaus nicht von der mit den bewegten Körpern fortgerissenen Luftmasse abgelenkt wird (vgl. §. 996).

1015 Vollständiger, als durch die erwähnten Hülfsmittel, geschieht die Trennung der beiden Theile der Inductionsfunken, indem man von der Seite, sei es mit dem Munde, sei es mit einem Blasebalg, einen starken Luftstrom dagegen bläst. Der helle Funken bewahrt seine Lage zwischen den Elektroden fast unverändert; die Lichthülle wird aber in der Richtung des Luftstromes verschoben und erscheint einerseits von dem Funken begrenzt; andererseits ist sie je nach der Richtung des Luftstromes verschieden ausgefranzt [2]). Ein in den Schliessungskreis des Inductionsstromes eingeschaltetes Galvanometer zeigt hierbei eine Abnahme der Stromintensität an.

Bei starkem Blasen theilt sich auch der Funken und geht in einzelnen feinen Strahlen durch die abgelenkte Lichthülle [3]); wohl weil die von der letzteren durchflossene Luftschicht leichter durch den Funken zu durchbrechen ist, als die gewöhnliche Luft, und so die späteren Funken sich in ihr ihren Weg suchen.

Lässt man die Funken zwischen einer Kupferscheibe (von etwa $25^{mm}$ Durchmesser) als negative Elektrode und einer positiven Spitze überschlagen, so bildet sich auf der Scheibe ein kleiner blauer Fleck. Bläst man durch ein Glasrohr schräg gegen denselben, so theilt er sich;

---

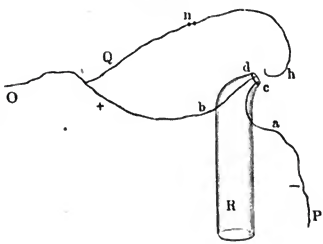
[1]) Leroux, Compt. rend. T. LV, p. 839. 1863*. — [2]) Du Moncel, Notice sur l'appareil d'induction, p. 26. 1855*; Compt. rend. T. XL, p. 313. 1855*; Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 175*. — [3]) Seguin, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. LXIX, p. 102. 1863*.

ein weisser Fleck bleibt an der Stelle und von demselben aus zieht sich eine aus blauen Fünkchen bestehende Lichtlinie in radialer Richtung über den Rand der Scheibe hinaus, wo sie sich mit einem zum positiven Pol führenden röthlichen Lichtbündel vereint [1]) (vgl. auch §. 1012).

Bei gehöriger Einrichtung des Apparates gelingt es, die Lichthülle vollständig von dem Funken zu trennen [2]).

Man schmilzt in ein Glasrohr *R* (Fig. 412) zwei Platindräthe *ac* und *bd* ein, deren Enden in kleiner Entfernung an der Mündung des Rohres einander gegenüberstehen. Der Drath *ac* wird mit dem negativen Pol *P* des Inductionsapparates, *bd* mit dem positiven Pol *O* desselben verbunden, und von letzterem zugleich ein Drath *Qh* bis vor das Ende *c* des Drathes *ac* geführt. Bei Erregung des Inductionsapparates bilden sich die Funken mit ihrer Lichthülle zwischen den Enden *c* und *d* der Platindräthe. Wird durch das Glasrohr ein starker Luftstrom geblasen, so bleibt die Funkenentladung zwischen *d* und *c* bestehen. Die die Lichthülle bildende Materie wird aber mit dem Luftstrom gegen den Drath *Qh* hin fortgeführt und die continuirliche Entladung findet in der jetzt zwischen *c* und *h* sich lagernden Lichthülle und Drath *hQ* statt. — Steht das Ende *h* des Drathes *Qh* etwas seitlich von der Elektrode *c*, so kann, wenn der Luftstrom stark ist und vor der Elektrode vorbeigeht, die Lichthülle durch denselben über die Elektrode hinausgetrieben werden, sich dort in einzelnen Franzen ausbreiten und erst dann in einem Bogen zum Ende *h* zurückkehren.

Fig. 412.




Wird bei diesem Versuch der Drath *Qh* an einer Stelle unterbrochen, so zeigen sich an derselben allein Funken ohne Lichthülle, welche die negative Elektrode nicht umfassen, sondern an beiden Elektroden in gleicher Weise endigen.

Bildet man den Drath *Qh* aus zwei Dräthen *hn* und *Qn*, welche bei *n* einander gerade berühren, so bemerkt man daselbst den Uebergang der Elektricität unter Bildung einer schwachen Lichterscheinung, die die der Lichthülle charakteristischen Unterschiede an der positiven und negativen Seite zeigt.

---

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. CXXIII, S. 453. 1864. Anm.* — [2]) Perrot, l. c.; auch du Moncel, Recherches p. 39 u. flgde.*

Schaltet man in den unverzweigten Theil $QOPa$ der Schliessung der Inductionsrolle, so wie in die Zweige $Qh$ und $Qb$ Voltameter ein, in denen Kupfervitriol zersetzt wird, so scheiden sich in den in den Zweigen $QOPa$ und $Qh$ befindlichen Voltametern fast gleiche Kupfermengen ab; das im Zweig $Qb$ befindliche dagegen zeigt kaum eine Abscheidung von Kupfer. Die Elektricitätsmengen, welche sich bei der Bildung des Funkens zwischen $c$ und $d$ zwar in grosser Dichtigkeit, aber in sehr kurzer Zeit im Zweige $dbQ$ ausgleichen, sind also verschwindend klein gegen die Mengen, welche nach dem Auftreten desselben langsamer in der zwischen $c$ und $h$ durch den Luftstrom fortgeblasenen Lichthülle im Zweige $Qh$ circuliren.

Wird umgekehrt $O$ mit dem negativen, $P$ mit dem positiven Pol des Inductionsapparates verbunden, so dass die Lichthülle zwischen der jetzt positiven Elektrode $c$ und dem negativen Ende $h$ des Zweiges $hQ$ übergeht, so findet dasselbe statt, nur ist die Menge der durch den Zweig $Qd$ und den Funken zwischen $d$ und $c$ übergegangenen Elektricitäten etwas bedeutender. So fand z. B. in diesem Fall Perrot die abgeschiedenen Kupfermengen in den Voltametern in den drei Zweigen $QOPa$, $Qh$ und $Qb$ bei einem Versuch resp. 0,0115, 0,009 und 0,0025 Grm. Die analogen Erscheinungen zeigen sich, wenn auch undeutlicher, bei Einschaltung von Galvanometern in die drei Zweige.

Bringt man vor den beiden Elektroden $d$ und $c$, welche man in einem weiteren Rohre befestigt, einen ∩förmigen Drath $ef$ an, so dass seine Enden weiter von $d$ und $c$ abstehen als $d$ und $c$ selbst von einander, so bleibt beim Durchblasen der Luft durch das Rohr der Funkenstrom zwischen $d$ und $c$ bestehen; die continuirliche Entladung findet aber durch die jetzt gegen die Enden $e$ und $f$ des Drathes $ef$ getriebenen Lichthüllen statt.

Wie man durch Einwirkung des Magnetes die Lichthülle von dem Funken trennen kann, werden wir in einem folgenden Capitel (Einwirkung des Magnetes auf die Funkenentladung) näher behandeln.

1016 Da die Funken im Innern der Lichthülle selbst aus einzelnen, von den Elektroden losgerissenen glühenden Theilen bestehen, wie namentlich die Untersuchung ihres Spectrums zeigt, so sind sie am hellsten bei Anwendung von Elektroden von verschiedenen Metallen, und je nach der Natur derselben gefärbt, bei Kupferelektroden gelbgrün, bei solchen von Gold gelblich, bei Aluminium gelbviolett, bei Cadmium wenig hell und lila, bei Blei sehr unregelmässig und violett, bei Wismuth röthlich, bei Quecksilber weiss u. s. f. Bei letzteren Metallen zeigen sich namentlich an der positiven Elektrode viele vereinzelte Funken, die besonders beim Wismuth in schönem hellem Blaugrau, beim Quecksilber in weisser Farbe erglänzen und durch ihren Glanz die röthlich gefärbte Lichthülle nicht erkennen lassen. — Die Lichthülle ist gleichfalls je nach der Natur der

Elektroden verschieden gefärbt; sie ist bei Kupferelektroden grünlich, bei Zinkelektroden bläulich u. s. f.[1]).

Zerlegt man das Licht der in der Luft oder in anderen Gasen von gewöhnlicher Dichtigkeit übergehenden Inductionsfunken durch ein Prisma, so ist das Spectrum derselben zusammengesetzt aus den Spectren des eigentlichen hellen Lichtfunkens und der verschiedenen Theile der ihn umgebenden Lichthülle. Wegen der geringeren Helligkeit der letzteren treten die ihnen zukommenden Antheile des Spectrums meist weniger hervor. — Wie schon die Farbe der Funken nach dem Metall der Elektroden verschieden ist, bemerkt man eine analoge Verschiedenheit an den Spectren derselben. Diese Spectra zeigen eine Reihe heller glänzender Lichtlinien und erstrecken sich oft, wenn man sie durch ein Bergkrystallprisma und eine Bergkrystalllinse herstellt, sehr weit über das Blau und Violett hinaus, so dass die Funkenentladung sehr viele ultraviolette Strahlen liefert[2]).

Man beobachtet dann namentlich bei Elektroden von Kohle viele feine, glänzende Linien im Violett; bei solchen von Cadmium sehr schöne helle Linien im Blau und Grün; bei solchen von Zink erhält man ein sehr lebhaftes Grün; bei Kupfer viele helle, feine Linien im Blau und Violett u. s. f.[3]). Das Licht der zwischen Holzkohlen- und Gaskohlenelektroden circulirenden Funken ist hierbei fast ganz entsprechend dem der Flamme einer Talg- oder Stearinkerze und einer Oelflamme, bei denen ja auch das Leuchten durch glühende Kohlentheilchen bedingt ist. Dieselbe Erscheinung zeigt sich, wenn man z. B. Platindräthe als Elektroden verwendet und diese mit fetten und flüchtigen Oelen bestreicht. Bei Blei, Zinn, Wismuth und Eisen sind die Linien nicht so deutlich. Besonders deutlich treten die hellen Linien hervor, wenn man die Funken zwischen den Elektroden in Chlorgas übergehen lässt, oder die letzteren mit Chlorwasserstoffsäure benetzt, da dann die Verbrennung und Verdunstung des Metalls befördert wird. — Diese Linien entsprechen ganz den Linien im Spectrum des Entladungsfunkens der Leydener Flasche, wie sie zuerst von Wheatstone[4]) und später von Masson[5]) und Angström[6]) beobachtet wurden und in dem Spectrum des zwischen verschiedenen Elektroden hergestellten Lichtbogens.

Ausser den den Metallelektroden eigenthümlichen Linien bemerkt man in den Spectren der Funken, wenn sie in verschiedenen Gasen übergehen, noch besondere helle Streifen, welche constant bleiben, welches auch der Stoff der Elektroden sei, und die von dem zum Glühen erhitzten Gase herrühren. — Diese Streifen hat schon Masson l. c. bemerkt, sodann

---

[1]) Fabbri, l. c. — [2]) Stokes, Phil. Trans. 1862. p. 599; Pogg. Ann. Bd. CXXIII, S. 30 u. 472. 1864*. — [3]) Van der Willigen, Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 473. 1859*. — [4]) Wheatstone, Rep. of the British Association 1835; Becquerel, Traité T. IV, p. 34*. — [5]) Masson, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXXI, p. 295. 1851*. — [6]) Angström, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 141. 1855*.

haben sie Angström (l. c.) und van der Willigen[1]) näher untersucht. Gewöhnlich zeigt der Funken in der Nähe der Elektroden, namentlich der positiven, überwiegend die Metallstreifen, in grösserer Entfernung von denselben die den Gasen angehörigen Streifen, weshalb es vortheilhaft ist, längere Funken bei den Beobachtungen dieser letzteren zu verwenden und nur das Licht ihres mittleren Theiles durch das Prisma zu zerlegen. Auch ist es zweckmässig, Platin-, Eisen- oder Coakselektroden zu benutzen, da bei ersteren wenig deutliche, bei letzteren nur wenige, scharf von den anderen Linien im Spectrum zu unterscheidende Streifen auftreten.

Der der Luft zugehörende Antheil des Spectrums der Funken entspricht ebenso wie das Spectrum das Glimmlichtes, dem Spectrum zweiter Ordnung für Stickstoff, nach Plücker und Hittorf, und enthält noch Sauerstofflinien[2]).

1017 Ist das Metall der Elektroden (namentlich der positiven) leichter flüchtig und zerstäubbar, so zeigt die Lichthülle auch die Spectrallinien des betreffenden Metalles[3]).

Richtet man z. B. ein Spectroskop so auf die zwischen zwei Kupferspitzen übergehenden Funken, dass der Spalt desselben der Funkenrichtung parallel ist, so sieht man bei grösserer Entfernung der Elektroden ziemlich auf der ganzen Länge der Funken die Spectrallinien der Luft, nur in der Nähe der positiven Elektrode selbst erscheinen Kupferlinien. Bei grösserer Annäherung der Elektroden bleiben die Luftlinien an der negativen Elektrode bestehen. Bläst man dann gegen den Funken, so verlängern sich die Kupferlinien und auch die Luftlinien, so dass also die Lichthülle gleichfalls neben der Luft noch Kupfertheilchen enthält.

Mit amalgamirten Elektroden kann man ähnliche Beobachtungen anstellen. Ebenso erscheint die Lichthülle bei einer positiven Elektrode von Aluminium bis auf eine gewisse Entfernung von letzterer grünlich.

1018 Wendet man feuchte Elektroden, z. B. Dochte oder Capillarröhren an, die mit Lösungen gefüllt sind, so zeigt das Spectrum die Linien der in der Lösung befindlichen Salze.

Stellt man den Funken zwischen einem verticalen Platindrath und einer Flüssigkeitsoberfläche her, so erscheint ebenfalls der Funken mit der der Basis der Flüssigkeit (Natron, Strontian u. s. f.) eigenthümlichen Färbung, namentlich wenn letztere als positive Elektrode dient, wo also mehr Substanz von der Salzlösung fortgerissen wird.

---

[1]) van der Willigen, Pogg. Ann. Bd. CVI, S. 610. 1859*. — [2]) Vergl. auch Schimkow, Pogg. Ann. Bd. CXXIX, S. 508. 1866*. — [3]) Seguin, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. LXIX, p. 105. 1863*; auch Mondes., T. XIX, p. 112. 1869*.

Stellt man hierbei den Platindrath etwas entfernter von der Flüssigkeit auf, so erscheint ein sehr feiner, blauweisser Funken, der von einer je nach der Natur der Flüssigkeit gelb, roth u. s. f. gefärbten Hülle umgeben ist. Bläst man diese gefärbte Hülle nach der Seite, so zeigt auch sie im Spectroskop die Farben der betreffenden Basis des Salzes.

### 3. Einwirkung des Magnetes auf die Funkenentladung.

Die Entladung durch den luftverdünnten Raum, z. B. in Geissler'- 1019
schen Röhren, verhält sich im Allgemeinen wie jeder andere vollkommen biegsame Leiter. Sie folgt also elektrodynamischen und elektromagnetischen Einwirkungen.

Wie also z. B. zwei parallele Dräthe oder auch zwei galvanische Lichtbogen sich anziehen oder abstossen, je nachdem die Stromesrichtung in beiden die gleiche oder entgegengesetzte ist, und wie zwei senkrecht gegen einander gerichtete Lichtbogen sich kreuzen können, so verhalten sich auch die Entladungen in Geissler'schen Röhren ganz ähnlich, wenn man z. B. zwei Elektrodenpaare an den Enden derselben anbringt und jedes Paar derselben mit den Polen eines Inductoriums verbindet, oder wenn man die Röhre in Kreuzform bildet, und an den Enden der gegenüberstehenden Arme des Kreuzes die Elektroden für die Ströme zweier Inductorien einfügt [1]).

Bringt man in die Nähe der Entladung des Inductoriums durch ein 1020
verdünntes Gas, in welchem wesentlich nur Gasentladungen auftreten, einen Magnet, so werden die Entladungen dadurch in ganz ähnlicher Weise beeinflusst, wie andere Leiter. Indess ist hierbei die Einwirkung des Magnetes auf die von der positiven Elektrode ausgehende Lichterscheinung von der Einwirkung auf das blaue Glimmlicht an der negativen Elektrode zu unterscheiden.

Die Entladung von der positiven Elektrode aus geht wesentlich in der Richtung zur negativen Elektrode mit einer gewissen grösseren Geschwindigkeit vor sich. Wirkt auf dieselbe der Magnet, so wird auf jedes einzelne Element derselben eine Kraft ausgeübt, welche entsprechend dem Biot-Laplace'schen Gesetz je nach der Polarität des Magnetes und der Richtung der Entladung in dem Element auf der durch dasselbe und den Pol gelegten Ebene in der einen oder anderen Richtung senkrecht steht. Die einzelnen Entladungen werden dadurch in ähnlicher Weise aus ihrer Bahn abgelenkt, wie ein vollkommen elastischer, zwischen den Elektroden ausgespannter, biegsamer, vom Strom durchflossener Faden durch den Magnet beeinflusst würde.

---

[1]) Vergl. Trève, Compt. rend. T. LXX, p. 926. 1870*.

1021 Ein frei bewegliches Stromelement kann unter Einwirkung einer magnetischen Kraft nur im Gleichgewicht sein, wenn letztere in der Richtung des Elementes selbst wirkt, denn dann giebt es unendlich viele Ebenen, die durch das Element und die Richtung der magnetischen Kraft gelegt werden können, auf denen allen die das Element sollicitirende Kraft senkrecht stehen müsste.

Ein vollkommener biegsamer und elastischer Leiter ist also unter dem Einfluss von Magnetpolen nur im Gleichgewicht, wenn er mit den magnetischen Curven zusammenfällt. Ist der biegsame Leiter gezwungen, auf einer Oberfläche zu bleiben, so ist er im Gleichgewicht, wenn die auf seine Elemente wirkenden Kräfte in die Richtung der Normale der Oberfläche fallen und zwar gegen dieselbe hin gerichtet sind. Dies ist bei Einwirkung magnetischer Kräfte nur in den Punkten der Oberfläche der Fall, in denen die magnetischen Curven in letztere hineinfallen. Da in diesen Punkten sowohl die durch die magnetischen Curven angegebene Richtung der magnetischen Kräfte als auch das Element des Leiters in der Oberfläche liegen, ist die auf das Element wirkende Kraft auf der durch jene Richtung und das Element gelegten Ebene, also auf der Oberfläche, senkrecht.

Setzen wir an Stelle des biegsamen Leiters die von der positiven Elektrode ausgehende elektrische Entladung im luftleeren Raum, so tritt der erste Fall ein, wenn in einer, mit verdünnter Luft gefüllten und auf einen Magnet gebrachten Glaskugel der elektrische Strom zwischen zwei Elektroden circulirt, welche beide mit zwei Punkten derselben magnetischen Curve zusammenfallen.

Der zweite Fall tritt ein, wenn die Elektroden an zwei Punkten der Oberfläche der Kugel sich befinden, in welchen beiden Punkten magnetische Curven mit ihrer Oberfläche zusammenfallen. Der Entladungsstrom muss dann zwischen beiden Elektroden stets auf ebenso beschaffenen Punkten der Oberfläche übergehen. Die auf diese Weise auf der Oberfläche bestimmten Curven nennt Plücker[1]) epibolisch-magnetische Curven. Denken wir uns beispielsweise zwischen die Magnetpole ein hohles, ungleichaxiges Ellipsoid von Glas so gelegt, dass seine eine Axe in der axialen Richtung läge, die Elektroden aber an zwei Stellen der äquatorialen Ebene in das Ellipsoid einträten, so wäre die durch letztere Ebene auf der Oberfläche des Ellipsoids verzeichnete Curve eine epibolisch-magnetische und die Entladung fände in ihr statt.

Kann die Entladung weder in der Richtung der magnetischen noch der epibolischen Curve vor sich gehen; so wird der Lichtstrom entweder zerrissen und die Entladung gänzlich gehemmt, oder der Lichtstrom wird abgelenkt und geräth in eine continuirliche Rotation, die der eines metallischen Leiters ganz analog ist.

---

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 88 u. 151; Bd. CIV, S. 113 u. 622; Bd. CV, S. 67. 1858*; Bd. CVI, S. 77. 1859*.

Von den vielen, von Plücker mannigfach abgeänderten Versuchen 1022
über die Einwirkung des Magnetes auf die von der positiven Elektrode ausgehende Entladung im luftverdünnten Raum wollen wir hiernach nur die folgenden einfacheren anführen.

Legt man über die vorn abgerundeten, etwa $4^{mm}$ von einander abstehenden Halbanker eines Elektromagnetes in äquatorialer Lage eine etwa $12^{mm}$ weite Entladungsröhre mit ihrem mittleren Theil, woselbst sie in Form eines länglichen Ellipsoides ausgeweitet ist, so legt sich das Licht in derselben je nach der Richtung der Magnetisirung und des Stromes im Rohr gegen die obere oder untere Fläche des Rohres. Es verhält sich hier der Lichtstrom im Rohr wie ein in äquatorialer Lage über den Magnetpolen ausgespannter glühender Drath, der auch, je nachdem ihn der Strom in der einen oder anderen Richtung durchfliesst, sich nach oben oder unten biegt. Indem die Entladung im Rohr nach der einen Seite gedrückt wird, leuchtet daselbst das Licht im Rohr heller auf und man bemerkt einzelne Lichtblitze in demselben (namentlich in Röhren mit Zinnchlorid). Die Schichtung tritt dann deutlicher hervor. Zugleich wird bei Einwirkung des Magnetes auf die Umgebung der Elektroden in einer mit Wasserstoff gefüllten Spectralröhre die Farbe des Lichtes an den Elektroden weiss, bei Sauerstoff roth; bei Fluorkieselgas wird die grünliche Farbe blau, bei Bromgas wird die violette Farbe bläulicher und die Streifen des Spectrums werden deutlicher [1]). Ist indess hierbei die Intensität der Inductionsströme so schwach, dass sie ohne Anwendung des Magnetes gerade nur noch durch das Rohr hindurch gehen, so erlischt das Licht bei Einwirkung des letzteren, da der Strom jetzt einen weiteren und schmaleren Weg zurücklegen müsste. Namentlich wenn die Magnetpole zur Seite der positiven Elektrode sich befinden, tritt diese Hemmung der Entladung leicht auf. An der negativen hemmt der Magnet dieselbe nicht, da sie sich daselbst ganz anders verhält, als an der positiven Elektrode [2]) (s. d. flgd. §).

Wird das Rohr in axialer Lage aufgelegt, so wirken die magnetischen Kräfte auf die beiden Hälften des Lichtstromes in demselben in entgegengesetzter Richtung. Daher legt sich der der positiven Elektrode entsprechende Theil desselben in dem Ellipsoid nach dem einen Ende des horizontalen, äquatorialen Durchmessers hin und endet daselbst in einer Lichtspitze, der der negativen Elektrode entsprechende Theil geht zum anderen Ende des Durchmessers und sendet von dort wogende Flammen zu jener Lichtspitze. — Ist die Wirkung des Magnetes zu stark, so kann eine Wiedervereinigung der beiden, entgegengesetzt abgelenkten Theile des Lichtstromes durch das Innere des Ellipsoides nicht eintreten; die Entladung ist ganz unterbrochen, wie man auch an dem veränderten Ge-

---

1) Trève, Compt. rend. T. LXX, p. 36. 1870*. — 2) Grove, Phil. Mag. [4.] Vol. XVI, p. 21. 1858*; Gassiot, Arch. des Scienc. phys. et nat. Nouv. Sér. T. X, p. 51. 1861*. Vergl. auch Riess, Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 321. 1858*.

räusch des Hammers am Interruptor des Inductionsapparates wahrnimmt. Analoge Resultate findet man, wenn man durch die Entladungsröhre eine starke Batterie, z. B. die Gassiot'sche Batterie von 3520 Zellen oder eine Batterie von 400 Grove'schen Elementen entladet.

Wird die die positive Elektrode enthaltende Kugel der Entladungsröhre, Fig. 380, zwischen die Halbanker eines starken Elektromagnetes gebracht und der Uebergang der positiven Elektricität durch das ganze Rohr gehemmt, so dass sich nur seine der Elektrode zunächst liegenden Theile mit positiver Elektricität laden, so kann sich letztere mit der auf der anderen Seite der Inductionsrolle angehäuften negativen Elektricität nach dem Aufhören der inducirenden Wirkung durch die Inductionsrolle selbst ausgleichen; die positive Elektrode dient hierbei für die im Glasrohr angehäufte, zurückkehrende positive Elektricität als negative Elektrode und erglänzt dann, wie die andere Elektrode, ebenfalls im blauen Glimmlicht [1]).

1023 Werden die beiden Hälften einer Entladungsröhre von etwa 51 Ctm. Länge und 65$^{mm}$ Durchmesser in der Mitte durch eine mit einem Hahn versehene engere Röhre mit einander verbunden, legt man die eine Hälfte in äquatorialer Lage zwischen die Pole eines sehr starken Elektromagnetes und lässt durch die ganze Röhre den Entladungsstrom hindurch gehen, so wird in der vom Magnet afficirten Hälfte die Entladung sehr hell und gegen die eine Röhrenseite getrieben, in der anderen Hälfte wird die Entladung etwas dunkler. Wird dann der Hahn geschlossen, und die nicht dem Einfluss des Magnetes ausgesetzte Seite gleichzeitig mit dem Oeffnen des Stromkreises mit dem Manometer der Pumpe verbunden, mit dem sie schon beim Evacuiren in Verbindung stand, so zeigt sich daselbst eine Verminderung des Druckes, die bei Oeffnung des Hahns in der Mitte des Rohres unter Oscillationen des Quecksilbers schwindet.

Es wird also das Gas in die dem Einfluss des Magnetes ausgesetzte Hälfte des Rohres hineingezogen. Die Druckänderung ist je nach der Natur des Gases verschieden. Sie beträgt z. B. bei einem Druck von 8$^{mm}$ bei Luft 0,12 bis 0,16, bei Kohlensäure 0,08 bis 0,12, bei Wasserstoff 0,02 bis 0,04$^{mm}$. Bei stärkeren Drucken nehmen diese Aenderungen der Dichtigkeit zu. Wirkt der Magnet auf den Theil des Rohres, welcher die negative Elektrode enthält, so ist der Einfluss geringer; etwa nur die Hälfte von der Wirkung auf die positive Seite [2]).

1024 Die scheinbare Rotation (§. 1021) der einzelnen, aufeinander folgenden Entladungen des Inductoriums unter Einfluss des Magnetes ist namentlich von de la Rive [3]) studirt worden.

---

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 87. 1859*. — [2]) De la Rive et Sarasin, Archives des Scienc. phys. et nat. Nouv. Sér. T. XLI, p. 5. 1871*. — [3]) De la Rive, Archives des Scienc. phys. et nat. Nouv. Sér. T. II, p. 34. 1858*; T. V, p. 236. 1859*; Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 129*.

Er setzte in die Tubulatur *c* eines tubulirten Glasballons, Fig. 413, einen, bis auf seine Enden mit einer dicken isolirenden Schicht von Wachs und einer Glasröhre bedeckten Eisenstab ein und umgab denselben im Inneren des Ballons an seinem unteren Ende mit einem von ihm isolirten kupfernen Ringe *d*, welcher vermittelst eines, durch die Tubulatur hindurchgeführten Drathes *h* mit dem einen Pol der Inductionsspirale verbunden werden konnte. Nachdem in den Glasballon eine kleine Quantität Terpentinöl eingeführt war, wurde er evacuirt, vermittelst des Eisencylinders auf den einen oder anderen Pol eines starken Elektromagnetes *M* gesetzt, und der andere Pol der Inductionsspirale mit dem Eisencylinder am Magnet durch die Klemmschraube *k* verbunden. Die Lichtgarbe, welche hierbei von dem oberen Ende des Magnetes zum kupfernen Ringe überging, gerieth bei der Erregung des Magnetes in eine lebhafte Rotation in demselben Sinne, wie ein an ihre Stelle gesetzter, im gleichen Sinne vom Strom durchflossener Drath. — Diente hierbei der Eisenstab selbst als positive Elektrode, so bildeten sich auf seiner oberen Fläche leuchtende Punkte, die bei der Erregung des Magnetes gegen seinen Rand getrieben werden.

Fig. 413.

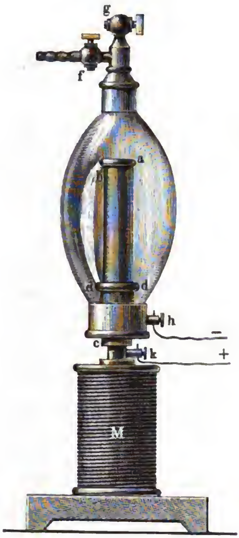
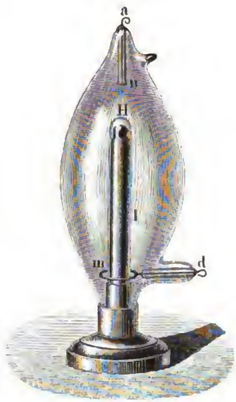



Fig. 414.




Einen bequemen Apparat zur Hervorbringung dieser Rotation hat Geissler construirt. In eine Glaskugel, Fig. 414, sind bei *a* und *d* Platindräthe eingeschmolzen, von denen der untere zu einem Ringe *m* im Inneren der Glaskugel umgebogen ist. Unten ist in dieselbe ein oben

geschlossenes Glasrohr *H* eingeschmolzen, in welches der Eisenstab *I* eingekittet ist. Die Luft in der Glaskugel ist mässig verdünnt. Man stellt den Apparat auf einen starken Magnetpol. Werden *a* und *d* mit den Polen des Inductionsapparates verbunden, so rotirt die zwischen *n* und *m* entstehende Lichtgarbe um den Eisenstab.

**1025** Ueber den Einfluss verschiedener Bedingungen auf die Rotationsgeschwindigkeit der Entladung hat de la Rive mittelst eines ähnlichen Apparates Versuche angestellt.

Zwei Apparate mit Glasglocken von 16 Ctm. Durchmesser und 20 Ctm. Höhe, in denen ein weicher Eisenstab von 3 Ctm. Durchmesser mit abgerundetem Ende stand, der unten von einem 12 Ctm. weiten Drath rings umgeben war, wurden hinter einander in den Schliessungskreis des Inductoriums eingeschaltet.

Wurde in der einen Glocke das Gas stärker verdünnt, so änderte sich die Rotationsgeschwindigkeit in der anderen Glocke wenig, wohl aber in der ersteren. Enthielt die eine trockene Luft, die andere wasserdampfhaltige Luft, so war bei gleichem Druck die Rotationsgeschwindigkeit wesentlich dieselbe. Wurden aber die Glocken neben einander gestellt und der Strom zwischen beiden getheilt, so musste die trockene Luft auf $7^{mm}$ Druck evacuirt werden, während die feuchte einen Druck von $13^{mm}$ ausübte, damit durch beide Glocken gleichzeitig der Strom ging, er also in beiden gleichen Widerstand fand. Dann verhielten sich aber die Rotationsgeschwindigkeiten in beiden wie 49 : 31 (Ring +) oder wie 45 : 17 (Ring —). Es ist also nicht nur die Intensität des Stromes, sondern auch die Natur des Gases wesentlich von Einfluss auf die Rotationsgeschwindigkeit. Wird der Eisenstab in der einen der Glocken durch einen Messingstab von gleichen Dimensionen ersetzt und werden die Glocken auf die Magnetpole gebracht, so ist die Rotationsgeschwindigkeit in jener Glocke kleiner, da der Magnetismus aus grösserer Entfernung auf den Entladungsstrom wirkt. Zugleich ist aber die Zahl der Rotationen bei stärkeren Drucken (über $8^{mm}$ Quecksilber) nahezu dieselbe, mag der Ring positiv oder negativ sein. Bei schwächeren Drucken ist in letzterem Falle die Rotation etwas schneller. Ist hierbei der Eisenkern in der einen Glocke so schwach magnetisirt, dass der Entladungsstrom in ihr nicht rotirt, so wächst bei schwachen Drucken unter 8 bis $10^{mm}$ und wenn der Ring in der ersten Glocke positiv ist, unabhängig von der Richtung der Magnetisirung, in der Glocke mit dem Messingstab die Rotationsgeschwindigkeit, offenbar weil nun die seitliche Ausbiegung der Entladung in der ersten Glocke durch den Magnet fortfällt.

Lässt man den Strom von der Spitze zum Ringe gehen, so findet die Rotation immer viel schneller statt, als wenn der Ring als positive Elektrode dient. Die Schnelligkeit der Rotation und der Unterschied der Geschwindigkeit wächst mit der Verdünnung des Gases.

So fand z. B. de la Rive[1]) in trockenem Stickstoff:

| Druck | Zahl der Rotationen in 1 Minute | |
|---|---|---|
| | Ring + | Ring — |
| 35mm | 12 | — |
| 29 | 27 | — |
| 21 | 45 | 36 |
| 16 | 67 | 57 |
| 12 | 99 | 59 |
| 8 | 115 | 70 |
| 6 | — | 115 |
| 5 | — | 150 |

Bei 4mm Druck ist die Geschwindigkeit der Rotation so gross, dass man sie nicht mehr verfolgen kann.

Wird die Luft sehr stark verdünnt, so bildet sich aus dem Lichtstreif eine immer breitere, blaue Fläche, die zuletzt von der Spitze zum ganzen Ringe geht und in der dann keine Rotation wahrzunehmen ist. In reinem Wasserstoff tritt die Rotation sehr schwer auf, leichter in Luft und Stickstoff. Enthält das Gas Wasserdampf, so ist die Rotation schneller, als in trockenem Gase. Lässt man dabei den Druck allmählich wachsen, so zieht sich, wenn der Ring als positive Elektrode dient, die allseitig ausgebreitete Lichthülle zu mehreren (5 bis 6) gleich weit von einander entfernten, einzeln rotirenden Lichtstreifen zusammen. Alkoholdampf verhält sich ebenso.

Bei verschiedenen Gasen ergab sich die Rotationsgeschwindigkeit nahezu proportional ihrer Dichtigkeit[2]).

Bei anderen Versuchen haben de la Rive und Sarasin (l. c.) in einer 1026
Glocke, in welcher die Entladung in horizontaler Richtung rotirte, etwas unterhalb derselben concentrisch zur Rotationsaxe eine kleine horizontale Elfenbeinnadel auf einem Achathütchen balancirt, und an ihren Enden vertical nach oben zwei 5 Ctm. grosse, dünne kreisförmige Glasplatten angebracht, die bei dem Rotiren der Entladung von derselben getroffen und mit derselben mitgeführt wurden. In 30 Secunden machten dieselben, als sie eine gleichförmige Geschwindigkeit erlangt hatten

| Druck | in Luft | Druck | Wasserstoff |
|---|---|---|---|
| 10mm | 11 | 38mm | 32 |
| 8 | 16 | 18 | 46 |
| 5 | 25 | 1 | 54 |
| 4 | 30 | — | — |

Umdrehungen.

1) De la Rive, Compt. rend. T. LVI, p. 674. 1863*; Archives des Sc. phy. et nat. Nouv. Sér. T. XXVII, p. 289. 1866; Ann. de Chim. et de Phys. [4] T. X, p. 159. 1867*; T. XX, p. 113. 1870*. — 2) De la Rive und Sarasin, Compt. rend.

Mittelst des Derivationsapparates (§. 952) zeigte sich eine, namentlich in der Luft, bedeutende Verminderung der Stromintensität, wenn die Entladung zugleich den Rotationsapparat mit sich führte.

Auch ohne jenen Apparat zeigt sich in der Luft eine Abnahme der Intensität, wenn die Entladung rotirte, gegen die Intensität, wenn sie ruht; in Wasserstoff zeigt sich die Wirkung kaum.

So war in der Luft bei einem Druck von $18^{mm}$ die Intensität
ohne Rotation . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 28°
mit Rotation, ohne Rotationsapparat (102 Drehungen der Entladung in 30 Secunden) . . . . . . . . . . . . . . . . 21°
mit Rotation der Entladung (82 Drehungen) und mit Rotationsapparat (22 Drehungen) . . . . . . . . . . . . 18°

Wird die Intensität des den Magnet erregenden Stromes vermindert, dagegen die Intensität des die Entladung erzeugenden Stromes in dem Verhältniss vermehrt, dass die Rotationsgeschwindigkeit der Entladung constant bleibt, so ist der Unterschied zwischen der Intensität des Stromes mit und ohne Einwirkung des Magnetes, also mit und ohne Rotation um so grösser, die Verminderung der Stromintensität durch die Rotation um so bedeutender, je schwächer der die Entladung bewirkende Strom ist.

Wird die Glocke selbst in Rotation versetzt, so ändert sich die Intensität nicht; auch nicht, wenn der Rotationsapparat vorher in eine schnellere Rotation versetzt wird, als die der Entladung ist; ebenso wenig, wenn man den Strahl durch eine Glasplatte gegen die kalte Wand der Glocke drängt.

Diese Versuche sprechen dagegen, dass allein die Abkühlung der Entladung durch die Plättchen des Rotationsapparates die Verminderung der Stromintensität bedingt; vielleicht könnte sie durch die Arbeitsleistung bei der Drehung des Apparates hervorgerufen sein.

**1027** Die Erklärung der einfachsten dieser Erscheinungen ergiebt sich aus den §. 933 u. flgde. mitgetheilten Erfahrungen.

Wirkt auf die von der Spitze zum Ringe gehende Entladung der Magnet, so bestimmt sich die abgelenkte Richtung derselben durch das Verhältniss der Geschwindigkeit, mit der die Luft von der einen zur anderen Elektrode geführt wird und der Geschwindigkeit, welche sie in transversaler Richtung durch die ablenkende Kraft des Magnetes erhält. Da beide Geschwindigkeiten im Allgemeinen proportional den durch die Luft in der Zeiteinheit fortgeführten Elektricitätsmengen sind, so wird die Ablenkung für jede einzelne Entladung, mag sie stär-

---

T. LXXIV, p. 1141. 1872.*; Archives des Sc. phys. et nat. Nouv. Sér. T. XLV, p. 387. 1872*; Ann. de Chim. et de Phys. [4] T. XXIX, p. 207. 1873*.

ker oder schwächer sein, nahezu dieselbe sein. Folgen einzelne Entladungen auf einander, so findet jede folgende in der abgelenkten Bahn der vorhergehenden eine erwärmte Luftschicht, in der sie leichter übergeht [1]); die Rotationsgeschwindigkeit, mit der sich die Entladungen drehen, ist demnach um so grösser, je öfter stärkere oder schwächere Entladungen in der Zeiteinheit auf einander folgen. Da nun diese Aufeinanderfolge bei etwas weiterer Entfernung der Elektroden schneller eintritt, wenn die positive Elektrode die grössere ist, so ist die Rotation der Entladungen lebhafter, wenn der Ring als positive Elektrode dient, als im umgekehrten Falle, ganz wie es de la Rive beobachtet hat.

Da bei gleicher elektromotorischer Kraft die Zahl der Entladungen mit wachsender Verdünnung zunimmt, so beschleunigt sich ebenfalls die Rotation.

Ist das Gas in dem beschriebenen Rotationsapparat so wenig verdünnt, dass neben der Gasentladung auch Metallfunken zwischen den **1028**
Elektroden übergehen, so findet jeder folgende Funken in der abgelenkten Gasentladung eine leichter zu durchschlagende Bahn, so dass auch die Metallfunken mit der Gasentladung rotiren. Indess dürfen erstere dabei nicht zu sehr in den Vordergrund treten; da sonst die durch die abgelenkte Gasentladung erzeugte Bahn nicht heiss genug wird.

Lässt man durch de la Rive's Rotationsapparat zwei Inductionsströme in entgegengesetzter Richtung fliessen, so rotiren die Entladungen nicht mehr, sondern oscilliren nur um einige Grade hin und her; fliessen sie in demselben Sinn, so findet die Rotation statt [2]). Die Erklärung dieser Erscheinungen ergiebt sich ebenfalls aus den Erläuterungen des §. 1027, da jede folgende Entladung bei abwechselnd gerichteten Strömen immer wieder gegen die vorhergehende im entgegengesetzten Sinne abgelenkt wird, so die sämmtlichen Entladungen an derselben Stelle verweilen.

Anders, als die Einwirkung des Magnetes auf die positive Entla- **1029**
dung des Inductoriums in Gasen, gestaltet sich das magnetische Verhalten des negativen Glimmlichtes. In demselben scheint nach den §. 933 angeführten Erfahrungen die Elektricitätsbewegung von der negativen Elektrode fort mit verhältnissmässig viel geringerer Geschwindigkeit stattzufinden, als in der positiven Entladung. Ausserdem breitet sich das Glimmlicht im Allgemeinen von grösseren Flächen der Elektroden aus, als die positive Entladung, und wird, eben wegen der geringeren Anfangsgeschwindigkeit, viel stärker von der Influenzwirkung der benachbarten Körper, der Glaswand u. s. f. beeinflusst. Die Richtung des ursprünglichen

---

1) Vergl. die Versuche von Fernet, §. 1007*. — 2) Trève, Compt. rend. T. LXX, p. 928. 1870*.

Antriebes von der Elektrode aus ist daher von geringerem Einfluss, als bei der positiven Entladung.

Wenn daher ein Punkt der negativen Elektrode und ein Punkt der dieselbe umgebenden Körper in eine magnetische Curve fallen, so begiebt sich das Glimmlicht in die Richtung jener Curven. Wo jene Curven die Glaswand treffen, wird event. die von der Entladung mitgeführte, zerstäubte Materie der negativen Elektrode abgelagert. Fallen einzelne Strahlen derselben nicht in eine solche Curve, so gerathen sie in Rotation und bilden sich in Spiralform, indem bei weiterem Fortschreiten von der Elektrode die Elemente des Glimmlichtes immer weiter gedreht werden[1]). Wir begnügen uns auch hier mit der Anführung der mannigfach variirten, im Princip aber aus obiger Betrachtung im Allgemeinen abzuleitenden Erscheinungen.

1030 In Fig. 415 und 416, welche ein Bild dieser Erscheinungen geben, bezeichne *a b* die negative Elektrode, *c d* die Grenze des Glimmlichtes, *N* und *S* die Magnetpole. Liegen *N* und *S* zu beiden Sei-

Fig. 415.

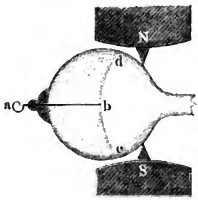
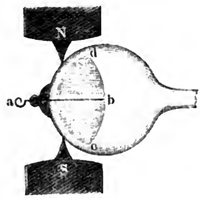



Fig. 416.




ten der in einer Kugel befindlichen und bis auf ihr Ende in eine Glasröhre eingeschmolzenen Elektrode, ist letztere also äquatorial gerichtet, so bildet das blaue Licht eine Fläche, welche durch den Endpunkt der Elektrode und die Pole geht und den durch diese drei Punkte bestimmten magnetischen Curven entspricht. Die Lichtfläche ist gegen den dunkelen Raum concav oder convex, je nachdem die durch den Endpunkt der Elektrode gehenden magnetischen Curven die eine oder andere Lage haben.

Bei einer Röhre, deren negative Elektrode ein $10^{mm}$ langer, nicht mit Glas bedeckter Drath war, bog sich das negative Licht, als dieselbe äquatorial über den Magnetpolen lag, zu einem schönen, die Pole verbindenden, gegen die Axe des Rohres in einer verticalen Ebene gebogenen und die Elektrode als Axe umfassenden Gewölbe.

Liegt die Elektrode in axialer Richtung, so formt sich auch das

---

[1]) Diese Erklärung weicht von den von Plücker und Hittorf gegebenen etwas ab.

negative Licht stets in die Gestalt der magnetischen Curven, gleich viel, ob die Elektrode bis in die Mitte zwischen beide Pole oder nur bis zu dem einen derselben herangeht (vergl. Fig. 417 und 418). An den Bogen des blauen negativen Lichtes schliessen sich dann in ähnlichen Formen die von ihm durch den dunkelen Raum getrennten Schichten des positiven Lichtes an. — Dieselbe Anordnung des negativen Lichtes findet sich schon bei der Einwirkung nur eines Poles des Magnetes auf dasselbe.

Fig. 417.

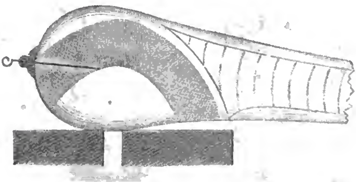
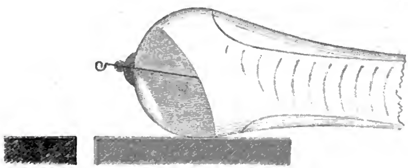


Fig. 418.



Das verschiedene Verhalten des positiven und des negativen Lichtes, 1031
welche scheinbar ganz unabhängig von einander den magnetischen Einflüssen folgen und stets dabei durch einen dunkelen Raum getrennt bleiben, zeigt sich namentlich sehr gut, wenn man in eine Kugel von etwa $50^{mm}$ Durchmesser die Elektroden so einschmilzt, dass sie gerade nur in die Kugel hineinragen.

Es sei im Folgenden $n$ stets die negative, $p$ die positive Elektrode. Die Kugel werde zwischen die beiden genäherten, nord- und südpolaren Halbanker $N$ und $S$ eines grossen Magnetes gebracht.

Es mögen zuerst beide Elektroden in der axialen Ebene liegen. Dann folgt das negative, von $n$ ausgehende, bläuliche Glimmlicht stets der magnetischen Curve $NS$ zwischen $N$ und $S$.

Fällt nun erstens auch $p$ in diese Curve, so ist die ganze Lichterscheinung in derselben concentrirt. — Fällt ferner $p$ in den obersten oder untersten Punkt der Kugel, Fig. 419 a. f. S., so geht der positive Lichtstrom auf der Oberfläche der Kugel entlang auf der mit ihrem Durchschnitt durch die Aequatorialebene zusammenfallenden epibolischen Curve, welche sich nach vorn oder hinten legt, je nachdem die Elektrode $p$ oberhalb oder unterhalb und $n$ am Nord- oder am Südpol des Magnetes sich befindet. — Liegt endlich $p$ in einem anderen Punkte der axialen Ebene,

der nicht in die durch $n$ gelegte magnetische Curve $NS$ fällt, Fig. 420, so geht das positive Licht an der Glaswand gegen die Aequatorialebene

Fig. 419.

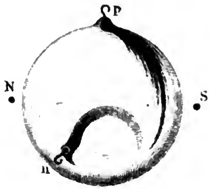
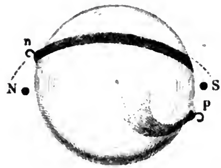



Fig. 420.




nach hinten oder vorn hin, je nachdem $p$ höher oder tiefer als $n$ liegt. Dasselbe geht aber über die Aequatorialebene nicht hinaus, sondern folgt daselbst der epibolischen Curve. Es schlägt also gewissermaassen einen Weg ein, der zwischen den Wegen liegt, welche bei den vorigen zwei Fällen beschrieben worden sind.

Liegen beide Elektroden in der Aequatorialebene, so besteht das negative Licht nur in einem kleinen Bogen, das positive Licht folgt der epibolischen Curve in einen scharf gezeichneten Lichtstreifen, von welchem aus Licht zur negativen Elektrode überfliesst.

Plücker[1]) hat noch viele Versuche über das Verhalten der Entladungen zwischen zwei durch eine Kugel parallel neben einander ausgespannten oder in einem rechten Winkel gekreuzten Elektroden u. s. f. angestellt. Bei diesen legt sich auch stets das negative Licht in die Form der magnetischen Curven; das positive Licht verhält sich ganz so, wie es sich nach den bekannten elektromagnetischen Gesetzen aus der Einwirkung des Magnetes auf die von der positiven Elektrode gegen die negative Elektrode hin ausgebreiteten Stromeselemente berechnen liesse. Liegen dieselben nämlich in den magnetischen Curven, so sind sie im Gleichgewicht; sind sie gegen dieselben geneigt, so würden sie in demselben Sinne rotiren, wie ein an ihre Stelle gesetztes, festes Stromelement. Indem sich diese Bewegung mit der scheinbar von dem positiven Pol fortschreitenden Richtung der Entladungen zusammensetzt, beschreibt das Licht öfter spiralförmige Curven.

Liegen, um nur ein Beispiel anzuführen, die die positive und negative Elektrode darstellenden parallelen Dräthe $AB$ und $CD$, Fig. 421, in einer Horizontalebene und in der axialen Richtung, und befinden sich die Magnetpole in $S$ und $N$, so bildet das negative blaue Licht um $CD$ die magnetische Lichtfläche; von den die Glaswand berührenden Stellen von $AB$ geht aber das positive Licht in zwei entgegengesetzt gewundenen Spiralen, die sich allmählich immer mehr ausbreiten, zu der mit violettem

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 88. 1859*.

Licht bedeckten negativen Elektrode *CD* über, von der sie indess stets noch durch einen dunkelen Raum getrennt bleiben. Bei Umkehrung der

Fig. 421.

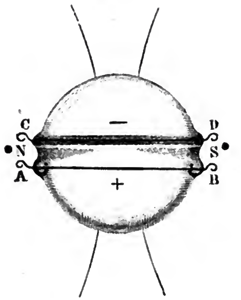
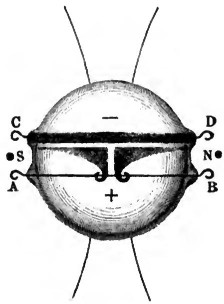



Fig. 422.




Stromesrichtung gehen die Spiralen, ohne sich zu vereinen, mehr gegen die Mitte von *AB* hin und winden sich von dort in umgekehrter Richtung, wie vorher, gegen die negative Elektrode (Fig. 422). — Befinden sich die parallelen, horizontalen und axial gerichteten Elektroden über einander, und ist die negative die obere, so wird das negative Licht oben von der Glaswand, unten von der die Elektrode berührenden magnetischen Curve begränzt. Dabei kann dasselbe von der positiven Elektrode durchschnitten werden. Ist die negative Elektrode die untere, so wird das negative Licht durch zwei magnetische Curven begränzt, deren eine durch die Endpunkte der Elektrode geht, die andere sie in der Mitte berührt. Das positive Licht strömt von einzelnen Punkten der positiven Elektrode in Schichten nach vorn oder hinten zur negativen Elektrode, von der es durch einen dunkelen Raum getrennt bleibt.

In Bezug auf die weiteren Details der mannigfach abgeänderten und complicirten Erscheinungen müssen wir auf die Originalabhandlung Plücker's verweisen.

Auch wenn, wie bei den §. 954 u. flgde. citirten Versuchen von Hittorf [1]) das Glimmlicht sich über die positive Elektrode hinaus erstreckt, entsprechen im Allgemeinen die Erscheinungen den §. 1029 erwähnten Verhältnissen. Befindet sich ein etwa 30 bis 40 Ctm. langes, 45 bis 60$^{mm}$ weites Rohr, in dem die Luft so weit evacuirt ist, dass sich das Glimmlicht bis über die positive Elektrode hinaus erstreckt, auf dem einen, z. B. dem Nordpol eines geraden Elektromagnetes, so wird in Folge der Ampère'schen Regel der Wechselwirkung zwischen Strom und Magnet das Glimmlicht, von 1032

[1]) Hittorf, Pogg. Ann. Bd. CXXXVI, S. 213. 1869*.

der Anode aus gesehen, nach rechts getrieben, die Anode mit dem von ihr ausgehenden positiven Licht tritt in den frei gewordenen Raum.

Bei anderen Versuchen von Hittorf wurde die oben angeführte Bildung von Spiralen im Glimmlicht beobachtet, wenn der Ausgangs- und Endpunkt der einzelnen, von den Elektroden ausgehenden Strahlen derselben nicht in eine magnetische Curve fallen.

In einem kolbenförmigen Gefäss, dessen negative Elektrode bis auf ihr Ende in ein Glasrohr eingeschmolzen ist, bilden zunächst die der Axe der Elektrode parallelen Strahlen des Glimmlichtes, wenn jene Axe mit der magnetischen Curve, welche durch den negativen Querschnitt geht, einen rechten Winkel bildet, einen Kreis (Fig. 423); sonst, je nachdem der Winkel der von der Elektrode ausgehenden axialen Strahlen mit jener Curve ein stumpfer oder spitzer ist, eine von dem Pol abgewendete oder ihm zulaufende Spirale. Die divergirenden Strahlen des Glimmlichtes legen sich dann kegelförmig um den Kreis oder die Spiralen herum (Fig. 424 und 425). — Fällt die magnetische Curve mit der Axe des Bündels zusammen, so bleibt seine Richtung ungeändert.

Bei der Einwirkung beider Pole winden sich wiederum je nach der Lage der negativen Elektrode die axialen Strahlen des negativen Lichtes um die magnetische Curve zu einem auf der magnetischen Curve des

Fig. 423.

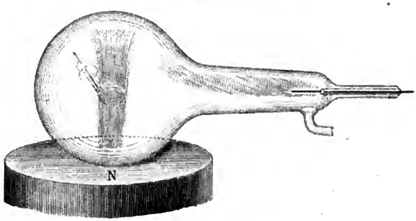
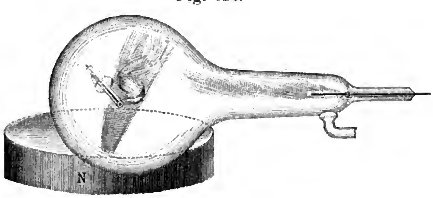



Fig. 424.




Mittelpunktes der Elektrode senkrechten Kreise, wenn die Axe äquatorial gerichtet ist (Fig. 426), sonst zu einer je nach der Richtung der Entladung

um die magnetische Curve des Mittelpunktes rechts oder links gewundenen Spirale (wie z. B. bei axialer Lage der Elektrode Fig. 427). Die diver-

Fig. 425.

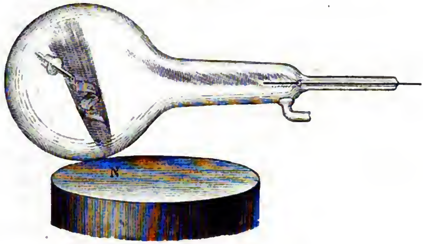



Fig. 426.

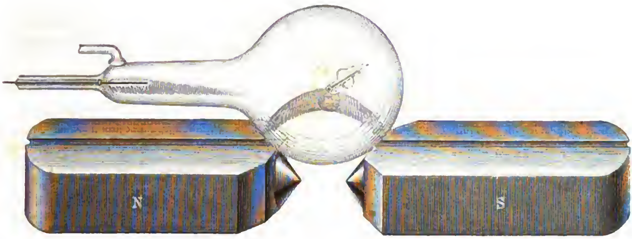
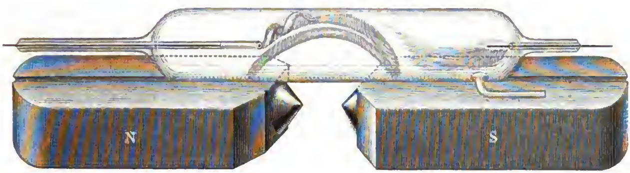



Fig. 427.




girenden Strahlen legen sich an die gebildeten Figuren in ähnlicher Weise heran und bilden so Cylinder, die nahe mit den magnetischen Curven zusammenfallen.

Durch die Wirkung der Magnete kann das Glimmlicht auch auf der Oberfläche der Elektroden verschoben werden, und so einzelne Stellen unbedeckt lassen, die vorher frei waren. Die Wirkung folgt dabei im Allgemeinen ganz dem Laplace'schen Gesetz.

1033 Wir haben schon §. 1020 angeführt, dass bei Einwirkung des Magnetes die Entladung in gewissen Fällen völlig unterbrochen werden kann. In anderen Fällen ändert sich nur die Intensität der Inductionsströme, wie man nachweisen kann, wenn man von dem Schliessungskreis einen Theil des Stromes zu einem Galvanometer ableitet (vergl. §. 952). Besonders deutlich lassen sich diese Aenderungen der Stromintensität zeigen, wenn man die Geissler'sche Röhre zu einer flachen Spirale windet und so zwischen die Magnetpole legt.

Indess zeigt sich ein Unterschied, je nachdem die Entladung zwischen den Polen in äquatorialer oder axialer Richtung fliesst.

Liegt eine gerade Röhre, z. B. von 20 Ctm. Länge und $35^{mm}$ Durchmesser, äquatorial zwischen den Magnetpolen, so nimmt die Intensität der Inductionsströme bei der magnetischen Einwirkung ab. Werden verschiedene Gase in die Röhre eingeführt und die Inductionsströme so regulirt, dass sie bei gleichem Druck der Gase ($30^{mm}$) am Galvanometer gleiche Ablenkung zeigen, so muss bei Einwirkung des Magnetes bei Wasserstoff, Kohlensäure, Luft, z. B. die Verdünnung auf resp. 7,5, 20,5, $13{,}8^{mm}$ Druck gebracht werden, wenn wiederum die Intensität der Ströme die frühere sein soll. — Hiernach soll die magnetische Wirkung mit der besseren Leitungsfähigkeit der Gase steigen.

Da im Wasserstoff beim Beginn der Entladung kleinere Potentiale, also kleinere Anfangsgeschwindigkeiten der bewegten Gase eintreten, als in der Luft, muss in ersterem die Ablenkung der Entladung durch den Magnet stärker sein, wodurch sich dieses Verhalten unmittelbar erklärt (vgl. §. 936).

Bei der Einwirkung des Magnetes auf die Umgebung der negativen Elektrode ist hierbei entsprechend die Vermehrung des Widerstandes der Röhre viel bedeutender, als bei Einwirkung auf die positive Entladung.

Bei axialer Lage der Röhren nimmt dagegen die Stromintensität zu, namentlich wenn die negative Elektrode in der Nähe der Pole ist. Das Galvanometer im derivirten Stromkreis, welches ohne Einfluss des Magnetes $30^0$ Ablenkung zeigt, giebt mit Einwirkung desselben in Luft 35, in Kohlensäure 38, in Wasserstoff $40^0$ Ablenkung. Rotirt die Entladung, so ändert sich dabei die Stromintensität nicht, wenn die Entladung in radialer Richtung von einer über einem Magnetpol angebrachten Elektrode zu einem sie umgebenden Ringe übergeht; sie nimmt ab, wenn die Elektrode über dem Ringe sich befindet und so die Entladung auf einer Cylinder- (oder Kegelfläche) rotirt [1]).

1034 Finden in einer Entladungsröhre abwechselnd gerichtete Entladungen statt, so werden dieselben durch den Magnet nach entgegengesetzten Seiten abgelenkt [2]).

[1]) De la Rive und Sarasin, Archives des Sc. phys. et nat. Nouv. Sér. T. XLI, p. 5. 1871*. — [2]) Vergl. auch über die magnetischen Ablenkungen der Entladung unter mannigfachen Verhältnissen die vielen Versuche von de la Rive, Compt. rend.

Schiebt man z. B. auf eine gerade, etwa 60 Ctm. lange, 10 bis 15$^{mm}$ weite Geissler'sche Röhre zwei Stanniolringe in einem Abstande von 40 Ctm. auf und verbindet dieselben mit den Enden der Inductionsrolle des Inductoriums, so bilden sich zwischen den mit den Ringen belegten Stellen des Rohres im Inneren alternirend gerichtete Ströme. Wird die Röhre in axialer Richtung auf einen Magnet gelegt, so werden die Entladungen nach den entgegengesetzten Seiten der Röhre getrieben, Fig. 428. Dabei liegen die beiden Hälften jedes Stromes in der Horizontalebene auf entgegengesetzten Seiten des Rohres. In der Mitte laufen die positiven Ströme in zwei getrennte Spitzen aus, die sich nach unten hinabsenken, und zu denen Licht von den scheinbar continuirlich verbundenen, negativen Strömen überfluthet, so dass zwischen den Spitzen und denselben ein durch einen Kreisbogen begränzter, dunkeler Raum liegt. — Wird die Röhre in äquatorialer Lage zwischen die Magnetpole gelegt, so geht der eine Strom auf die untere, der andere auf die obere Seite des Rohres [1]). — Wird die Röhre um 45° gegen die axiale Richtung geneigt dicht über die Halbanker gebracht (Fig. 429), so trennen sich gleichfalls die Ströme. Durch die entgegengesetzte Wirkung beider Pole liegen die, jedem ein-

Fig. 428.

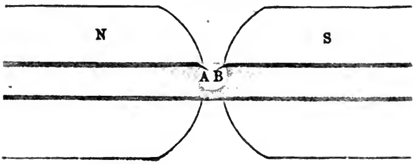
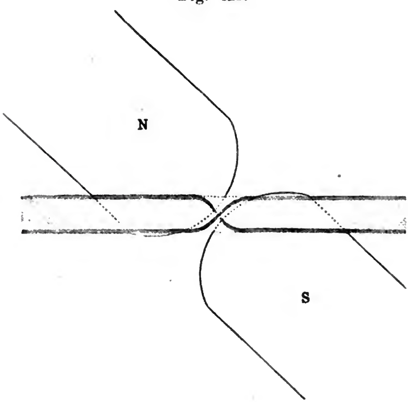



Fig. 429.




T. LVI, p 669. 1863; Archives des Sc. phys. et nat. Nouv. Sér. T. XXVII, p. 289. 1866*; Ann. de Chim. et de Phys. [4] T. X, p. 160. 1867*; T. XX, p. 103. 1870* und wiederholt Daniel, Compt. rend. T. LXX, p. 808. 1870*. — [1]) Gassiot, Phil. Trans. 1858. pt. I, p. 14*.

zelnen dieser Ströme angehörigen Lichtlinien von der Mitte zwischen den Halbankern aus auf entgegengesetzten Seiten des Rohres und sind dann an letzterer Stelle durch eine Spirale verbunden. — Diese Erscheinungen zeigen sich auch schon, wenn nur die eine der beiden Stanniolbelegungen mit dem einen Ende der Inductionsspirale verbunden wird, das andere Ende derselben, wie die andere Belegung, isolirt bleibt [1]).

1035 Lässt man die bei grösseren Drucken aus dem hellen Metallfunken und der Lichthülle bestehende Entladung zwischen oder über den auf einen starken Elektromagnet gelegten Halbankern übergehen, so wird der helle Funken selbst in keiner Weise durch den Magnet aus seiner Bahn abgelenkt; wohl aber folgt die Lichthülle der Einwirkung desselben. Die Ablenkung der Hülle folgt aus den früheren Betrachtungen. Fig. 430 bis 432 stellen die Gestalt dieser Lichthülle bei verschiedenen Lagen der Elektroden *A* und *B* gegen die Magnetpole dar. — Findet die Entladung in der äquatorialen Ebene statt, so lenken sich die Theile der Lichthülle nach der Seite ab, auf der die, die Magnetpole darstellenden und durch Pfeile angegebenen Molekularströme mit dem Strom in der Lichthülle gleich gerichtet sind. — Die Gestalt der die Lichthülle begrenzenden Curve bestimmt sich wie oben danach, dass alle von den Magnetpolen auf die einzelnen Elemente der Lichthülle wirkenden Kräfte auf ihnen senkrecht stehen und dieselben von innen nach aussen sollicitiren müssen. — Sie ist also z. B. bei äquatorialer Richtung des Funkenstromes nahezu ein Kreisbogen, wenn die Elektroden gleich weit von den konisch zugespitzten Magnetpolen liegen [2]).

Fig. 430.

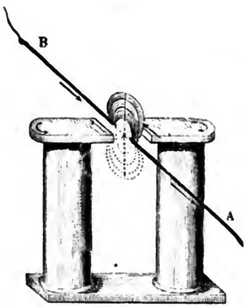
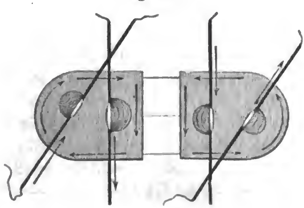



Fig. 431.




Fig. 432.



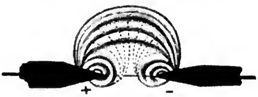
Während man bei Anwendung von Metallelektroden hierbei nur die

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 81. 1859*. — [2]) Du Moncel, Recherches sur l'étincelle d'induction, p. 47* u. flgde; auch Plücker, Pogg. Ann. Bd. CXIII, S. 249. 1861*.

Ablenkung der Lichthülle wahrnimmt, und dieselbe nur von schwachen Funken durchzogen ist, ist sie bei Anwendung von Elektroden von Holzkohle oder Gaskohle von hellen Streifen durchzogen, indem wahrscheinlich bei der Entladung einzelne Theilchen von den Elektroden losgerissen werden und als Stromesleiter gleichfalls der Einwirkung des Magnetes folgen. Ausserdem sieht man Linien von hellen Lichtpunkten, welche sich spiralig um die Pole lagern, durch die also die Entladung nicht in der Richtung der magnetischen Curven stattfindet (vergl. Fig. 433).

Findet die Entladung der Inductionsfunken in axialer Richtung zwischen den Magnetpolen statt (Fig. 431), so wird auf die, vom Strom durchflossenen Theile der Lichthülle von beiden Polen ein entgegengesetzter rotatorischer Antrieb, gerade wie auf einen zwischen ihnen liegenden Drath, ausgeübt. Die, jedem Pol zunächst liegenden Theile werden durch den überwiegenden Einfluss dieses Poles abgelenkt; die Theile in der Mitte zwischen den Polen bleiben in Ruhe, da sich die Wirkungen beider Pole aufheben. So nimmt die Lichthülle die Form einer Spirale an.

Fig. 433.




Die durch ein Galvanometer gemessene Intensität des Inductionsstromes nimmt bei der Einwirkung des Magnetes auf die Lichthülle durch ihre Verlängerung ab.

## 4. Thermisches Verhalten des Inductionsstromes an der Unterbrechungsstelle.

Wenn auch in dem Schliessungskreise des Inductionsstromes selbst 1036
die Wärmeentwickelung sehr gering ist, da die Intensität der ihn durchfliessenden Ströme klein bleibt, so tritt sie doch an einer Unterbrechungsstelle des Inductionskreises durch ein Gas, sowohl in der Entladung selbst, wie auch an den Elektroden stark hervor.

Wir haben hierbei zunächst wieder das verschiedene Verhalten zu studiren, wenn einmal nur das Gas, sodann auch das Metall der Elektroden an der Entladung theilnimmt. Auch hier gestalten sich die Verhältnisse viel einfacher, wenn die Elektricitäten durch eine constante Elektricitätsquelle, z. B. eine Holtz'sche Maschine, als wenn sie durch die veränderliche elektromotorische Kraft des Inductoriums den Elektroden zugeführt werden [1]).

Verbindet man zuerst zwei Elektroden, die in einem so verdünn- 1037
ten Raum einander gegenüberstehen, dass nur Gasentladungen zwischen

[1]) Die Untersuchung der Temperatur des Funkens der Leydener Batterieentladung gehört nicht hierher.

ihnen übergehen, mit den Zuleitern einer Holtz'schen Maschine oder den Polen eines Inductoriums und senkt in die Entladung ein Thermometer oder ein mit einer Glasröhre bekleidetes, mit dem Galvanometer verbundenes Thermoelement, so bemerkt man ein Steigen der Temperatur.

Wird ebenso ein Geissler'sches Spectralrohr in seinem engeren Theile mit einer Glaskugel umgeben, die z. B. mit Alkohol gefüllt ist, und in welche ein Thermometer gesenkt wird, so steigt die Temperatur desselben beim Durchleiten des Stromes.

Einige vorläufige Versuche des Verfassers, bei denen die Röhre mit verschiedenen Gasen: Wasserstoff, Sauerstoff, Luft, gefüllt war, und ihre Temperatur an der engeren Capillarröhre durch ein Thermoelement gemessen wurde, ergaben, dass beim Durchleiten des Stromes der Holtz'schen Maschine bei gleicher Gesammtmenge der in der Zeiteinheit die Röhre durchfliessenden Elektricitätsmenge die jedesmal zu erreichenden Temperaturerhöhungen, also die denselben nahezu proportionalen, in gleichen Zeiten erzeugten Wärmemengen bei verschiedenen Drucken, namentlich oberhalb der Grenze, bei der eine plötzliche Aenderung des Ganges der Entladung eintritt, etwa dem Abstande der einzelnen Entladungen oder der bei jeder einzelnen Entladung übergehenden Elektricitätsmenge proportional und von der Natur des Gases nahezu unabhängig waren. Indess werden hierüber weitere Versuche angestellt.

Dass die Temperatur der von der positiven Elektrode ausgehenden Entladung höher ist, als die von der negativen, lässt sich schon aus der Lichterscheinung ableiten. Auch zeigen die schon §. 970 citirten Versuche von de la Rive, dass die dunkelen Stellen der Entladung, namentlich also der dunkele Raum an der negativen Elektrode viel kälter sind, als die hellen Theile der positiven Entladung.

1038 Treten zu der Gasentladung Metallentladungen hinzu, so ist zwar die metallische Materie auf einen sehr hohen Grad des Glühens erhitzt, indess ist die in derselben entwickelte Wärmemenge im Verhältniss zu der Wärme, welche in der sie umgebenden Lichthülle erzeugt wird, verhältnissmässig klein. — Trennt man daher durch Blasen die Lichthülle von dem eigentlichen Funken, und senkt in dieselben einen Papierstreif oder den Docht einer Weingeistlampe, so wird er in der Lichthülle entzündet, im Funken nicht [1]).

Je länger unter sonst gleichen Umständen (bei gleicher inducirender Rolle und Unterbrechung und gleicher Kette) die Inductionsrolle ist, desto mehr wird die Entladung verzögert, desto bedeutender wird nach der ersten Entladung die Lichthülle entwickelt, und desto höher steigt die Temperatur eines in den Funkenstrom eingesenkten Thermometers. Mit zunehmender Verdünnung der Luft nimmt dieser Einfluss der Länge der Inductionsrolle ab, da dann überhaupt ein grösserer Theil der Entladung

---

[1]) Perrot, Archives des Sc. phys. et nat. Nouv. Sér. T. VI, p. 65. 1859*.

an der Bildung der Lichthülle theilnimmt. — Bei Einschaltung einer Leydener Flasche in den Inductionskreis nimmt aus dem entgegengesetzten Grunde die Erwärmung ab [1]).

Die Funken selbst als Ganzes in der Luft erwärmen ein Thermometer, welches in ihren Strom hineingehalten wird, je nach der Natur der Elektroden, zwischen denen die Funken überspringen, verschieden stark. So fand z. B. Poggendorff [2]) die Temperaturerhöhung des Thermometers bei Elektroden von: 1039

| Platin | Blei | Zinn | Antimon | Zink | Wismuth |
|---|---|---|---|---|---|
| 18,5° C. | 30,5 | 33 | 34,25 | 35 | 37. |

Unter den übrigen Metallen geben Elektroden von Kupfer, Eisen, Silber einen etwas heisseren, von Graphit einen etwas kälteren Funkenstrom als Platin. Es scheint also mit der geringeren Cohärenz und grösseren Schmelzbarkeit und Flüchtigkeit der Metalle die Temperatur der Funken zu steigen.

Bestehen beide Elektroden aus verschiedenem Metall, so ist die Temperatur der Funken am höchsten, wenn das Metall der negativen Elektrode das flüchtigere und schmelzbarere ist. So stieg die Temperatur des in den Funkenstrom gehaltenen Thermometers bei

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| — Elektrode: | Platin | Platin | Zinn | Platin | Wismuth |
| + Elektrode: | Platin | Zinn | Platin | Wismuth | Platin |
| Temperaturerhöhung | 18,5° | 23,5 | 31 | 18,5 | 30 |

Die Temperatur der Funken an beiden Elektroden ist verschieden. Sie sind z. B. bei Anwendung einer Holtz'schen Maschine am positiven Pol heisser. Ihre Temperaturdifferenz an den Elektroden ist um so grösser, je schwächer der Krümmungsradius derselben ist (z. B. bei grösseren Kugeln und stumpferen Kegeln) und je flüchtiger das Metall der Elektrode ist (z. B. bei Wismuth, Zinn, Zink grösser als bei Kupfer und Eisen). Verbindet man die Elektroden mit grösseren Conductoren und verwandelt dadurch die Büschelentladung in eine Funkenentladung, so ist bei letzterer die Erwärmung im Ganzen genommen eine geringere, dagegen ist die Temperaturdifferenz der Elektroden grösser, als bei der Büschelentladung, und zugleich kehrt sich die polare Temperaturdifferenz um, indem nun die Erwärmung am negativen Pol grösser als am positiven. — Verbindet man einen grösseren Conductor nur mit der einen Elektrode, so erwärmt sich jedesmal die andere 1040

[1]) Poggendorff, Monatsber. d. Berl. Akad. 7. März 1861*. In Betreff der Temperatur der Funken bei der Entladung der Leydener Batterie vergl. Paalzow, Pogg. Ann. Bd. CXXVII, S. 126. 1866*. Dieselbe ist von der oscillatorischen Bewegung der Elektricitäten dabei wesentlich beeinflusst (Feddersen, Pogg. Ann. Bd. CXXVII, S. 484. 1866*). Das Weitere gehört in das Gebiet der Reibungselektricität. — [2]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 632. 1855*.

stärker. Dasselbe geschieht bei Ableitung der einen oder anderen Elektrode zum Erdboden. Namentlich sinkt hierbei die Temperatur des positiven Pols bei Ableitung zum Erdboden und wird der des negativen fast gleich; bei Ableitung des negativen Pols sinkt die Temperatur am positiven Pol weniger und bleibt stets höher als die des negativen Pols.

Bei Verbindung der Pole mit einer Leydener Flasche ist die Wärmeerzeugung und Temperaturdifferenz derselben viel schwächer; auch hier ist der Funken am negativen Pol wärmer.

Stellt man auf zwei Stativen zwei linsenförmige Elektroden von 10″ Durchmesser und 3/4″ Dicke mit ihren Flächen einander gegenüber, so geschieht bei weiter Entfernung derselben die Entladung in Büschelform, bei grosser Annäherung in Form von Funken. Bringt man dann zwischen sie Thermometer, über die die Entladung hinweggeht, so wird im ersten Fall das Thermometer an der positiven Elektrode, im zweiten das an der negativen stärker erwärmt [1]).

1041 Die Temperatur der Elektroden, zwischen denen die Entladung in Gasen übergeht, ist gleichfalls verschieden. Es zeigen sich hierbei je nach den Verhältnissen wesentliche Unterschiede, die darauf zurückzuführen sein dürften, ob die Entladung überwiegend durch das Gas oder auch durch fortgeführtes Metall vermittelt wird.

Im ersten Fall ist die negative Elektrode die heissere. Näherte z. B. Despretz [2]) den Kugeln eines elektrischen Eies ein Thermometer, so erwies sich die mit violettem Licht bedeckte als die wärmere. Wendet man als Elektroden für den Inductionsfunken zwei dünne Platindräthe an, so erglüht der negative an seiner Spitze, während der positive dunkel bleibt [3]). — Bedient man sich zweier dünner Eisendräthe als Elektroden, so schmilzt und verbrennt der als negative Elektrode dienende Drath.

Stellt man zwei sehr dünne Platindräthe von $1/30^{mm}$ Durchmesser mit ihren Spitzen einander gegenüber, schlingt den einen, als negative Elektrode dienenden um die Kugel eines Thermometers und lässt den Funkenstrom zwischen den Dräthen übergehen, so erglüht bei gewöhnlichem Luftdruck nur die Spitze des negativen Drathes und nur sie ist mit blauem Glimmlicht bedeckt. Das Thermometer steigt kaum. Bei Verdünnung der Luft vermindert sich die Temperatur der Spitze und die Lichthülle breitet sich aus. Sobald diese den das Thermometer bedeckenden Theil des Drathes erreicht, steigt dasselbe schnell. Bei weiterer Verdünnung weicht das Glimmlicht immer mehr vom Ende des Drathes zurück, und zugleich sinkt die Temperatur des Thermometers wieder, wenn die Lichthülle den dasselbe bedeckenden Theil des Drathes verlässt. Also

---

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. CXXXII, S. 107. 1867*; Monatsber. d. Berl. Akad. 16. Mai 1867*. — [2]) Despretz, Compt. rend. T. XXXVII, S. 369. 1853*. — [3]) Gassiot, Phil. Mag. [4] Vol. VII, p. 97. 1854*.

auch hier ist die Temperaturerhöhung an die Bildung der Lichthülle geknüpft. Je länger die Inductionsrolle unter sonst gleichen Umständen ist, desto stärker ist hierbei die Erwärmung des Thermometers [1]).

Der Unterschied der Erwärmung der Elektroden zeigt sich nur, wenn sie sich in einem weiteren Raume befinden. In einem engen Capillarrohre ist er nicht bemerkbar.

Um diese Verhältnisse in verschiedenen Gasen zu untersuchen, 1042
unterbricht Reitlinger [2]) einen Inductionskreis an zwei Stellen, befestigt daselbst die Elektroden in Metallhülsen, in die Thermometer eingesenkt sind, und beobachtet das Maximum, zu welchem die Temperatur derselben während der fortgesetzten Entladung des Inductoriums bei gleicher Zahl der Unterbrechungen ansteigt. Wird hierbei die Luft an der einen Unterbrechungsstelle verdünnt, so steigt an beiden Unterbrechungsstellen die Temperaturerhöhung. Hält man aber die Temperaturerhöhung an der einen Unterbrechungsstelle durch Einschaltung von Widerständen constant (so dass also die Zahl der Entladungen die gleiche bleibt), so ändert sich die Temperatur an der anderen durch Verdünnung kaum; ebenso steigt sie nur ein wenig bei Ersetzung der Luft durch Sauerstoff, Kohlensäure und sinkt ein wenig in Wasserstoff, da sich in diesen Gasen die Elektroden ungleich schnell abkühlen.

Die Entfernung der Elektroden hat unter sonst gleichen Verhältnissen keinen Einfluss auf die Temperaturdifferenz.

Diese Erfahrungen schliessen sich den in §. 1037 erwähnten über die Wärmeentwickelung in dem Entladungsstrom selbst unmittelbar an.

Ueberwiegt dagegen die Entladung durch fortgeführte Theile der 1043
Elektroden, so scheint, wie beim Lichtbogen, die positive Elektrode stets die heissere zu sein.

Schon Ritter [3]) beobachtete diese Ungleichheit der Erwärmung der Elektroden. Er hängte an den negativen Leitungsdrath der Säule ein dünnes Silberblatt, und verband mit dem positiven ein Stück Kohle. Bei der Berührung der Kohle mit dem Silberblatt wurden in letzteres nur kleine Löcher mit scharfen Rändern gebrannt. War dagegen die Kohle negativ, so brannte sie in das Silberblatt bei der Berührung grosse Löcher.

Besser kann man diese Unterschiede der Temperatur der Elektroden mit Hülfe des Wagner'schen Hammers beobachten.

Formte Neef [4]) bei seinen mit diesem Apparat angestellten Versuchen die oscillirende Spitze aus einem sehr dünnen Drath, z. B. einer Nähnadel, so erglühte sie bei Anwendung etwas kräftiger Ströme, jedoch nur, wenn sie mit dem positiven Pol der Säule verbunden war, also die Lichthülle auf der Platte auflag. Niemals erglühte die Spitze, wenn sie

---

1) Poggendorff, l. c. — 2) Reitlinger, Zeitschr. für Mathem. Bd. VIII, S. 146. 1863*. — 3) Ritter, Gilb. Ann. Bd. IX, S. 345. 1801*. — 4) Neef, Pogg. Ann. Bd. LXVI, S. 414. 1845*.

als negative Elektrode diente. — Neef folgerte aus diesen Versuchen, dass der galvanische Strom an der negativen Elektrode wärmeloses Licht, an der positiven lichtlose Wärme erzeugte, und so eine gewisse Polarität von Wärme und Licht zu beobachten wäre.

Auch wenn man vermittelst des Wagner'schen Hammers zwei Metallspitzen gegen einander hämmern lässt, und in beide etwa 1 Millimeter von ihrem Ende ein Loch bohrt, in welches man ein nadelförmiges Thermoelement einsetzt, kann man durch dieses die höhere Temperatur der positiven Spitze nachweisen. Die Temperaturdifferenz ist hierbei nach Matteucci [1]) am bedeutendsten bei Spitzen aus Eisen und Kupfer, geringer bei solchen aus Eisen und Platin, noch kleiner bei solchen aus Blei, Wismuth, Zinn. Bei diesen Versuchen bemerkt man, namentlich wenn die positive Spitze aus einem leichter schmelzbaren Metall besteht, eine Fortführung von Kügelchen derselben zum negativen Pol; indess findet sich auch ein Uebergang der Materie in umgekehrter Richtung, wenn auch in geringerem Grade.

1044 Wird durch irgend einen Umstand bewirkt, dass die Entladung zwischen den Elektroden sich ändert, dass sie also, statt überwiegend durch das Gas, überwiegend durch Metallentladungen vermittelt wird, so kann sich die ungleiche Erwärmung beider Elektroden umkehren. Lässt man die Funken zwischen zwei dünnen Platindräthen überspringen, und erglüht hierbei nur der negative Drath lebhaft, so dass er zu einer kleinen Kugel schmilzt, und berührt man dann diese Kugel mit einem dünnen Glasfaden, so beginnt plötzlich der positive Drath zu glühen, während der negative Drath erlischt [2]). Es wird hierbei wahrscheinlich die leitende Oberfläche des negativen Drathes mit einer schlecht leitenden Glasschicht bedeckt, und somit ist eine grössere Elektricitätsspannung zu ihrer Durchbrechung erforderlich, wodurch Entladungen unter Theilnahme des Metalls auftreten können.

Eine Erscheinung, die wohl auf ähnlichen Ursachen beruht, beobachtete Gassiot [3]). Er leitete den Strom seiner Wasserbatterie oder eines Ruhmkorff'schen Inductoriums durch eine kleine, 3 Zoll lange, 1 Zoll weite Geissler'sche Röhre, in welcher sich im Abstand von einem Zoll zwei $^1/_8$ Zoll im Durchmesser haltende Metallkugeln als Elektroden befanden. Die Röhre war mit Kohlensäure gefüllt, welche durch schmelzendes Kali absorbirt wurde. Die negative Elektrode war mit hellem Licht umgeben, und zuweilen zeigte sich eine schwache, geschichtete Entladung am positiven Pol. Bei Anwendung einer Grove'schen Säule von 400 Elementen zeigte sich dieselbe Erscheinung, doch bald nahm mit Anwachsen der Wirkung der Batterie der Lichtschein an der nega-

[1]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. T. XLI, p. 41. 1849*. — [2]) Gassiot, l. c.; Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 355. 1855*. — [3]) Gassiot, Phil. Mag. [4] Vol. XXIV, p. 225. 1862*; Pogg. Ann. Bd. CXIX, S. 131. 1863*.

tiven Elektrode an Ausdehnung zu, und die Elektrode wurde glühend. Eine Aluminiumelektrode schmolz in diesem Falle, während die positive Elektrode vollkommen blank blieb. In anderen Fällen, bei Anwendung von schwer schmelzbaren Elektroden, hohlen Kugeln von Messing oder Kugeln von Coakskohle erschien plötzlich, als die negative Elektrode rothglühte, eine helle geschichtete Entladung, und nun wurde die negative Elektrode dunkel, die positive erglühte dagegen, und aus der Säure in der Säule entwickelten sich zum Beweis der Zunahme der Stromstärke grosse Mengen salpetrichter Säure. Offenbar hängt diese Erscheinung mit einer Aenderung der Art der Entladung zusammen, die vielleicht bei schwächerer Intensität der Ströme grösstentheils in der gewöhnlichen Art durch das Gas stattfindet; dann aber, wenn die negative Elektrode heiss geworden ist, und dadurch leichter Theilchen von ihr losgerissen werden, unter Zunahme der Stromintensität in einem eigentlichen Lichtbogen unter Theilnahme der Materie beider Elektroden.

Die Ursachen der Temperaturverhältnisse der Entladung sind noch **1045**
nicht völlig ergründet.

Nach Riess [1]) wäre die hohe Temperatur der Enden der Elektroden und namentlich der einen derselben dadurch bedingt, dass die continuirliche Entladung in der Drathleitung schon in den Metallstrecken, welche der Luftschicht zwischen den Elektroden zunächst liegen, in die discontinuirliche übergeht. Hierdurch findet dann zugleich ein Zerstäuben der einen oder anderen Elektrode statt. Je nach dem Widerstand, den die zwischen den Elektroden befindliche, mehr oder minder verdichtete Luft dem Uebergang der Elektricität darbietet, geht diese Umwandlung der Entladung erst am Ende der Elektroden oder schon in einigem Abstande von demselben vor sich.

In ähnlicher Weise geht z. B. die continuirliche Entladung zwischen zwei in Wasser befindlichen Metallkugeln durch eine sehr dünne Fettschicht auf denselben in eine discontinuirliche über, die die ganze Wassermasse in einem Funken durchbricht. Die durch die Erwärmung eines Luftthermometers gemessene Intensität des Stromes im Schliessungskreise wird dann bedeutender. Solche Uebergänge der continuirlichen in die discontinuirliche Entladung können dann auch die Zerreissung und das Schmelzen eines Drathes an einzelnen Stellen durch einen starken Schlag einer Batterie bedingen, indem die Elektricität sich in einem Querschnitt in grösserer Dichtigkeit anhäuft und zu einem folgenden Querschnitt discontinuirlich d. i. stossweise übergeht. In diesem Falle kann auch ein Theil der Entladung durch die Luft hindurchgehen, namentlich wenn dieselbe verdünnt ist; die Luft erscheint erleuchtet, und der Drath bedarf einer grösseren Elektricitätsmenge zum Glühen, als in gewöhnlicher Luft.

Aehnliche Erscheinungen kann man auch beim Durchleiten ununter-

---

[1]) Riess, Pogg. Ann. Bd. XCVIII, S. 585. 1856*.

brochener, starker galvanischer Ströme durch dünne Platindräthe wahrnehmen. Die Luft zeigt sich dann ozonhaltig und riecht namentlich an dem dem positiven Pol zugewandten Ende des Drathes stark nach Ozon [1]).

### 5. Chemische Wirkung des Inductionsfunkens.

1046 Die chemische Wirkung des Inductionsfunkens ist eine doppelte. Einmal werden die von ihm durchbrochenen Stoffe an allen seinen Stellen verändert. Zweitens aber scheiden sich auch, falls sie Elektrolyte sind, ihre Ionen getrennt an den beiden Elektroden aus, zwischen denen der Funken überspringt.

Dies hat Perrot [2]) gezeigt, indem er aus einem Kolben Wasserdampf durch zwei Glasröhren in Wasser leitete, über welchem die entwickelten Gase in umgestülpten Glasglocken aufgefangen wurden. In die Glasröhren waren zwei mit den Enden der Inductionsrolle verbundene Platindräthe so eingeschmolzen, dass ihre Enden, zwischen denen die Funken übergingen, mit den Enden der Glasröhren zusammenfielen. Die hierbei in beiden Glasglocken aufgefangenen Gase enthielten Knallgas, ausserdem aber noch einen Ueberschuss von Sauerstoff oder Wasserstoff, je nachdem das aus dem Wasserdampf an der positiven oder negativen Elektrode gebildete Gas untersucht wurde. Das Verhältniss dieser Ueberschüsse an Sauerstoff und Wasserstoff war nahezu das der im Wasser verbundenen Gase (1 : 2), und die Menge derselben nur etwas kleiner, als der Menge des Kupfers entsprach, welche in einem gleichzeitig in den Inductionskreis eingeschalteten Kupfervitriolvoltameter ausgeschieden war. — Durch eine dritte, über der Mitte der Inductionsfunken angebrachte Röhre wurde nur reines Knallgas mit dem Wasserdampf fortgeführt.

Schaltet man einen Condensator in den inducirten Kreis ein, wodurch die Funken heller werden, so nimmt die durch die Funken erzeugte Knallgasmenge ab.

Werden in demselben Inductionskreise zwei Unterbrechungsstellen angebracht, zwischen denen Funken in Wasserdampf überschlagen, so wächst die zersetzte Wassermenge mit der Länge der Funken.

Auch eine Versuchsreihe von Grove [3]) lässt auf eine polare chemische (allotropisirende oder zersetzende) Wirkung der Funken schliessen. Er legte auf den Teller einer Luftpumpe eine versilberte Kupferplatte, befestigte ihr gegenüber eine Stahlnadel, und verband nach dem Auspumpen der Luft bis auf $1/2$ Zoll Quecksilberdruck die Spitze mit dem einen, die Platte mit dem anderen Ende der inducirten Spirale eines Ruhmkorff'schen Apparates. War die Spitze negativ, so entstand auf der Platte ein kleiner runder, dunkeler Fleck, war sie positiv, ein grosser,

---

1) Van der Willigen, Pogg. Ann. Bd. XCVIII, S. 511. 1856*. — 2) Perrot, Compt. rend. T. XLVII, p. 351. 1858*; Ann. de Chim. et de Phys. T. LXI, p. 161. 1861*; Arch. des Sc. phys. et nat. Nouv. Sér. T. XI, p. 232*. — 3) Grove, Phil. Trans. 1852. Pt. I, p. 87*; Pogg. Ann. Bd. XCIII, S. 417 u. 582*.

aber verwaschener Fleck. In einem Wasserstoffvacuum änderte sich die Platte nicht; war sie zuerst im Luftvacuum oxydirt, so wurde sie jetzt reducirt.

Enthielt der luftverdünnte Raum ein Gemenge von Wasserstoff und Sauerstoff, so bildete sich auf der Platte ein allmählich gelb, roth, blau werdender Fleck, wenn sie positiv war; derselbe verschwand, als sie nachher als negative Elektrode diente, und hinterliess nur einen dunkelen Schein auf der Platte. — Verschiedene Verhältnisse von Sauerstoff und Wasserstoff im Gasgemisch ändern in weiteren Gränzen die Erscheinung wenig.

In einem verdünnten Gemenge von Sauerstoff mit sehr viel Stickstoff erhält man ähnliche Erscheinungen, wie mit Wasserstoff und Sauerstoff.

Die Flecke, welche auf der Silberplatte entstehen, wenn sie als positive Elektrode dient, sind durch eine Lösung von unterschweflichtsaurem Natron fortzuwaschen, so dass sie auf einer Oxydation zu beruhen scheinen, und ihre Entfernung, wenn die Platte nachher als negative Elektrode dient, einer Reduction des gebildeten Oxydes zuzuschreiben ist.

Die Oxydationsflecke sind häufig mit abwechselnd glänzenden und gefärbten Ringen umgeben, deren Bildung der der Nobili'schen Ringe analog ist. Die Farben wechseln mit den Bedingungen des Versuchs. In einem speciellen Falle folgte dem innen gelbgrünen, aussen blaugrünen Fleck ein blanker Ring, dann ein innen orange, in der Mitte karmoisinrother, aussen purpurfarbener Ring. Man erhält die Ringe am besten in einem Vacuum von 1 Vol. Sauerstoff und 5 Vol. Wasserstoff. Der bemerkenswerthe blanke Ring erscheint in dem Wasserstoff-Sauerstoffgemenge constant. Im Vacuum von Stickoxydul, Stickoxyd, Kohlensäure, Sauerstoff zeigen sich dieselben Erscheinungen, wie in der Luft, mag die Platte als positive oder negative Elektrode dienen. — In ölbildendem Gase zeigt die Platte die Farbenringe dünner Blättchen, nachher einen pulverförmigen Niederschlag, in dem sich glänzende Punkte bilden.

Ein in Glas bis auf seine äusserste Spitze eingeschmolzener Platindrath giebt keine Ringe, wie ein gewöhnlicher Eisen- oder Platindrath, sondern nur einen dunkelen, kleinen, runden Fleck. Ist die Spitze des Drathes der Platte sehr nahe, so bilden sich Anfangs keine Ringe. Bei langer Fortsetzung des Versuchs beschlägt das Glas an der Platinspitze mit Platin, und die Ringe treten auf, weil nun die leitende Oberfläche der Spitze vergrössert ist.

Neben der Bildung dieser Erscheinungen geht stets das bekannte Lichtphänomen an den Elektroden her. — Kupfer-, Silber-, Platindräthe statt der Stahlnadel zeigen dieselben Phänomene, nur wirkt der Platindrath etwas schwächer.

Platten von Wismuth sind ebenso gut, wie Silberplatten, zu verwenden. Blei oxydirt sich leichter, reducirt sich aber schwerer. Kupfer, Zinn und Zink bedürfen grösserer Luftmengen zur Oxydation und redu-

ciren sich nach derselben nicht vollständig. Eisen bedarf viel Luft und zeigt dann einen nicht zu reducirenden Rostfleck. Platinplatten sind unwirksam.

1047 Meist ist bis jetzt nur die chemische Wirkung der Funken als Ganzes untersucht worden, wobei also ihre polar-elektrolysirende Thätigkeit an den Elektroden mit der Einwirkung auf die Körper durch ihre mittleren Theile gemeinsam beobachtet wurde. Dabei hat man einmal längere Funken durch die Stoffe hindurchschlagen lassen, sodann aber auch die Funken zwischen sehr nahe liegenden Flächen erzeugt.

Längere Funken vermitteln die Verbindung einer Reihe von Körpern, so z. B. die Verbindung von Stickstoff und Wasserstoff zu Ammoniak, wohl unter Bildung noch anderer Nebenproducte [1]), auch die Verbindung von schweflichter Säure und Sauerstoff zu Schwefelsäure, von Wasserstoff und Sauerstoff zu Wasser, von Stickstoff und Sauerstoff zu salpetrichter Säure. So bilden sich rothe Dämpfe der letzteren, wenn die Funken in der Luft übergehen. Bei Gegenwart von Wasser bildet sich nach Schönbein auch salpetrichtsaures Ammoniak. Kohlenelektroden geben in Wasserstoff Veranlassung zur Bildung von Acetylen [2]).

Die Menge des in der Luft durch die Funken zu salpetrichter Säure verbundenen Stickstoffs und Sauerstoffs nimmt bei gleichbleibender Stromintensität mit der Länge der Funken zu. Bei Anwendung desselben Inductionsapparates und derselben ihn erregenden Säule und allmählicher Entfernung der Elektroden von einander, wobei die Länge der Funken zu-, die Stromintensität abnimmt, erhält man bei einer gewissen Funkenlänge das Maximum des chemischen Effectes [3]).

Bei der Verbindung von Sauerstoff und Wasserstoff zu Wasser findet nur bei höheren Drucken und stärkeren Potentialdifferenzen (bei Einschaltung einer Leydener Flasche) eine vollständige Vereinigung der Gase statt. Bei grösseren Verdünnungen und schwächeren Entladungen verbrennt das Gemenge nur partiell, so dass man hinter einander mehrere Partialentzündungen bei immer gesteigertem Druck vornehmen kann. Bei sehr schwachen Entladungen (in Form der Lichthülle) verbinden sich die Gase nur langsam auf dem Wege der Entladung selbst, und zwar um so langsamer, je verdünnter das Gas ist [4]).

Diese Wirkung der Funken auf die Luft scheint darauf zu beruhen, dass dieselben den Sauerstoff zum Theil in Ozon verwandeln können, gerade ebenso, wie wenn man sie in reinem Sauerstoff überschlagen lässt. Die Ozonbildung ist dabei an der negativen Elektrode bedeutender, als an der positiven; sie nimmt mit Verkürzung der Funken, Bedeckung der Elektroden mit Glas und der Temperaturerhöhung ab [5]).

---

[1]) Frémy und E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXV, p. 82. 1852*. — [2]) Morren, Compt. rend. T. XLVIII, p. 342. 1859*; Cosmos T. XIV, p. 127*; Berthelot, Compt. rend. T. LIV, p. 640; T. LV, p. 136. 1862*. — [3]) Perrot l. c. — [4]) Herwig, Pogg. Ann. Bd. CXLVIII, S. 44. 1873*. — [5]) Houzeau, Compt. rend. T. LXX, p. 1286. 1870*.

Andere Gase werden durch die Inductionsfunken zersetzt, so z. B. 1048
Ammoniak in Stickstoff und Wasserstoff, Methylamin in nadelförmige Krystalle von Cyanmethylammonium und Wasserstoff; bei längerem Durchgang setzt sich eine theerartige Substanz ab. Aehnlich verhält sich Trimethylamin und Aethylamin. — Cyan zersetzt sich durch die Funken, ebenso wie durch einen glühenden Eisendrath, vollständig in Kohle und Stickstoff; Stickoxyd und Stickoxydul in Stickstoff und Sauerstoff, welcher letztere sich mit einem Theil des Stickoxyds zu rothen Dämpfen von salpetrichter Säure verbindet, bis auch diese zersetzt werden. Kohlenoxydgas wird nicht zersetzt; ist es über Wasser aufbewahrt, so bildet sich Wasserstoff und Kohlensäure. Kohlensäure zerfällt in Kohlenoxyd und Sauerstoff, welche sich später unter Explosion wieder vereinigen. Sumpfgas zersetzt sich in Acelyten und Wasserstoff [1]); bei fortgesetzter Einwirkung scheidet sich, indess ziemlich schwierig, Kohle ab; ölbildendes Gas zerfällt in Kohle und Wasserstoff; schweflichte Säure langsam in Schwefel und wasserfreie Schwefelsäure ($2\ SO_2 = S + SO_3$); Schwefelwasserstoff ebenso in Schwefel und Wasserstoff, wobei der Schwefel die Elektroden überzieht und den Funkenstrom unterbricht. Antimonwasserstoff giebt einen Absatz von Antimon an der negativen, einen schmutzig gelben Anflug auf der positiven Elektrode; Phosphorwasserstoff zerfällt in Phosphor und Wasserstoff; Wasserdampf in Wasserstoff und Sauerstoff. Chlorwasserstoff wird kaum zersetzt [3]). Ein Gemenge von Cyangas und Wasserstoff giebt beim Durchschlagen elektrischer Funken Acetylen, ebenso ein Gemenge von Schwefelkohlenstoff und Wasserstoff unter Abscheidung von Schwefel; schwieriger ein Gemenge von 2 Vol. Kohlenoxyd und 1 Vol. Wasserstoff [4]). Ein Gemenge von Chlorkohlenstoff ($\Theta\ Cl_4$) mit Wasserstoff giebt unter Einwirkung von Inductionsfunken viel Acetylen u. s. f. [5]).

Ganz analoge Resultate erhält man, wenn galvanisch glühende Platin- oder Eisendräthe in die Gase gebracht werden; nur wirkt im letzten Fall noch die Verwandtschaft des Eisens mit. — Aehnliche Resultate sind auch schon früher mit den gewöhnlichen Funken der Elektrisirmaschine erhalten worden.

Als Quet [6]) in einem mit Leuchtgas gefüllten, horizontal gestellten Eudiometerrohr die Funken überschlagen liess, bemerkte er nur auf beiden Elektroden einen Absatz von Kohle, nicht aber auf den, den mittleren Theilen der Funken zunächst liegenden Stellen des Rohres. Von den Elektroden aus breitete sich der Ansatz von Kohle aus, bis sich die Kohlentheilchen in der Mitte zwischen denselben berührten. Diese Wirkung konnte indess durch das Mitreissen der Kohlentheilchen durch die Funken bedingt sein.

---

1) Berthelot, Compt. rend. T. LXVII, p. 1188. 1868*. — 2) Böttger, Erdm. Journ. Bd. XC, S. 34. 1863*. — 3) Buff u. Hofmann, Ann. der Chem. u. Pharm. Bd. CXIII, S. 129. 1860*. — 4) Berthelot, Ann. de Chim. et de Phys. [4] T. IX, p. 418. 1866*. — 5) Williams, Proceed. Roy. Soc. Mai 8. 1868*; Chem. Centralblatt 1869. S. 288*. — 6) Quet, Compt. rend. T. XLVI, p. 903. 1858*.

All diese Wirkungen sind nicht sowohl der elektrolytischen, als der thermischen Wirkung der Funken zuzuschreiben, die bei ihrer hohen Temperatur die Körper zersetzen. Daher bedarf es zu dieser Wirkung der Bildung einer Lichthülle nicht; selbst wenn die Funken einer gewöhnlichen Elektrisirmaschine zwischen zwei sehr dünnen Platindräthen in Acetylen oder Leuchtgas überschlagen, wobei die Lichthülle fast vollständig verschwindet, zeigt sich auf beiden ein Absatz von Kohle [1]).

1049 In ähnlicher Weise wirken die Funken auch auf Flüssigkeiten. So setzt z. B. Alkohol eine saure, harzige Masse ab. Mit Kalilauge gemengt, entwickelt er ein Gas, welches, mit Kupferoxydulammoniak geschüttelt, eine röthliche, mit ammoniakalischer Silberlösung eine graue Substanz liefert, die beim Schlagen und Erhitzen explodirt und beim Behandeln mit Salzsäure ein mit leuchtender Flamme brennendes Gas (Acetylen) ausgiebt [2]).

Ebenso werden andere Flüssigkeiten, Aether, Salpetersäure, ätherische und fette Oele u. s. w., durch die Hitze der Funken zersetzt. Dieselbe Erscheinung tritt ein, wenn man die Metallelektroden einer Säule unter den Flüssigkeiten in Berührung bringt. Hier wird wahrscheinlich die Zersetzung durch das Erglühen der Berührungsstelle der Elektroden hervorgerufen, vielleicht auch durch Bildung eines kleinen Lichtbogens, wenn die Elektroden nachher ein wenig von einander getrennt werden. Aehnlich verhalten sich auch glühende Dräthe in der Flüssigkeit.

Lässt man die Inductionsfunken zwischen einer kleinen, schwach ausgehöhlten Platinplatte von etwa 1 Ctm. Durchmesser als negative und einem Platindrath von 1 bis 2$^{mm}$ Durchmesser als positive Elektrode überschlagen und bringt auf die Platinplatte verschiedene Körper, die man ausserdem stark erhitzt, event. noch mit Kohlenpulver mischt, welches dabei verbrennt, so kann man durch die hohe Temperatur eine Anzahl Oxyde, Eisen-, Kobalt-, Silber-, Blei-, Kupferoxyd, selbst Chromoxyd reduciren. Bei Metallen, welche sich mit Platin leicht legiren, legt man unter das Oxyd eine Schicht Kohlenpulver. Auch Kieselerde u. s. f. kann man in kleinen Mengen schmelzen und in mikroskopischen Krystallen (Bergkrystall oder Tridymit) erhalten, ebenso Thonerde [3]).

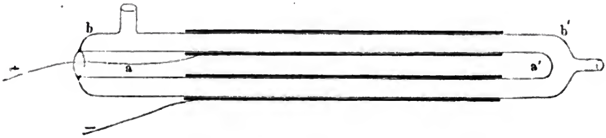
1050 In anderen Versuchen hat man die Funken zwischen nahe an einander liegenden Flächen, namentlich Glasflächen erzeugt, zwischen denen sich verschiedene Gase befanden. Hierdurch wird einmal die secundäre Einwirkung des Stoffes der Metallelektroden auf die etwa gebildeten Producte vermieden, sodann bedarf es aber zur Entladung kleinerer Elektricitätsmengen; die Funken werden kleiner und die Lichthülle kann sich stärker entwickeln; die Einwirkung geht bei niederen Temperaturen vor sich.

---

[1]) Seguin, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. LXIX, p. 104. 1863*. — [2]) Quet l. c. — [3]) Becquerel, Compt. rend. T. LXXIV, p. 83. 1872*.

Diese Methode ist zunächst zur Bildung des Ozons verwendet worden. Ein sehr zweckmässiger Apparat hierzu, „die Ozonröhre" ist von Siemens [1]) angegeben worden: Zwei Glasröhren, $a a'$ und $b b'$, Fig. 434,

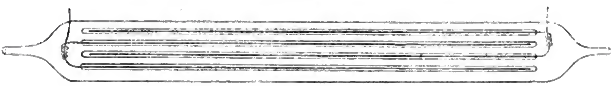
Fig. 434.




sind in einander geschoben und an ihren einen Enden bei $a b$ mit einander verschmolzen. Die innere $a a'$ ist bei $a'$ zugeschmolzen. An beiden Enden sind an die äussere Glasröhre Tubuli angeblasen. Die innere Fläche der inneren und die äussere Fläche der äusseren Glasröhre werden mit Stanniolblättern belegt, und dieselben mit den Enden der Inductionsrolle eines Inductoriums verbunden. Man bemerkt dann im Dunklen zwischen den unbelegten Glaswänden prickelnde Fünkchen. Leitet man durch die Röhre Sauerstoffgas, so wird dasselbe ozonisirt.

Eine noch zweckmässigere Form ist diesen Röhren von v. Babo gegeben worden. In ein etwa 50 Ctm. langes und 1 Ctm. weites Glasrohr (Fig. 435) werden etwa 12 je 40 Ctm. lange und $1/2^{mm}$ weite Glasröhren (von

Fig. 435.



denen in der Figur nur vier gezeichnet sind) eingelegt, die abwechselnd am einen oder anderen Ende geschlossen sind. In dieselben werden ganz dünne Kupfer- oder Silber- (Platin-) dräthe hineingesteckt, deren Enden innerhalb der Röhren mit Platindräthen verlöthet sind. Das Ende der Röhren ist mit letzteren verschmolzen. Die aus den Röhren heraustretenden Platindräthe werden je um einen Platindrath fest umgewunden und die beiden Enddräthe seitlich durch das Rohr hindurchgeführt, in dessen Wand sie eingeschmolzen werden. Sie werden dann ausserhalb mit dem Inductorium verbunden.

---

[1]) Siemens, Pogg. Ann. Bd. CII, S. 120. 1857*. Ganz ähnliche Apparate sind später von Jean (Compt. rend. T. LXI, p. 995. 1865) und Houzeau (Compt. rend. T. LXXVI, p. 1203. 1873*) als neu beschrieben worden.

Nach Meissner[1]) würde bei diesen Apparaten, ebenso wie in flachen Glaskasten, die aussen (auch wohl innen) belegt sind und durch welche Sauerstoff geleitet wird, die Ozonerzeugung stattfinden, ohne dass eine wirkliche Ausgleichung der Elektricitäten durch das Gas stattfände, sondern es bedürfte nur einer Bewegung der entgegengesetzten Elektricitäten in den einander gegenüberstehenden Leitern oder Isolatoren zu einander hin, auf welche Weise sie auch erzeugt werden möchte. Dabei leuchtet stets die dem Gase zugekehrte Seite der Glaswände auf. Ob dabei keine eigentliche Elektricitätsbewegung in den dicht an denselben anliegenden Gastheilchen zur Ozonerzeugung erforderlich ist oder ob dieselbe durch eine Art „Molekularinduction“ hervorgerufen wird, mag dahin gestellt bleiben.

Ein Gemenge von Sauerstoff und Wasserdampf scheint bei der elektrischen Einwirkung ausser Ozon auch Wasserstoffsuperoxyd zu liefern.

1051 Durch Einwirkung der Entladungen (des „effluve électrique“, wie es wenig passend bezeichnet wird) auf Stoffe, welche in der Ozonröhre dauernd verblieben, haben ferner P. und Arn. Thénard[2]) Kohlensäure in Kohlenoxyd und theilweise ozonisirten Sauerstoff, Wasserdampf in Knallgas, Phosphorwasserstoff unter Absatz von festem Phosphorwasserstoff in selbstentzündliches Gas verwandelt, welches sich nachher weiter zerlegt; Phosphorwasserstoff und Aethylen geben einen unkrystallisirbaren Körper, Aethylen giebt eine Flüssigkeit, Methylenhydrat zerfällt in 1 Vol. Grubengas und 2 Vol. Wasserstoff und giebt zugleich eine Säure. Ein Gemenge gleicher Volumina Kohlensäure und Grubengas giebt eine zähe Flüssigkeit, ebenso gleiche Volumina Kohlenoxyd und Grubengas; Stickstoff vereint sich mit Wasserstoff zu Ammoniak, welches aber nachher wieder zersetzt wird. Alkohol und Sauerstoff geben nach Boillot[3]) Essigsäure und Ameisensäure und ein weisses Pulver, Cyan und Wasserstoff geben Blausäure u. s. f.

Brodie[4]) erhielt aus einem Gemenge von Kohlenoxyd und Wasserstoff Wasser und Sumpfgas.

Nach Chabrier[5]) soll Wasserstoff, welches in einer Ozonröhre der Einwirkung der Entladungen ausgesetzt wird, frisches und feuchtes Silberoxyd theilweise reduciren.

Diese Erscheinungen haben mehr ein chemisches, als ein physikalisches Interesse; weshalb wir sie nur kurz erwähnt haben.

[1]) In Betreff dieser, ausser dem eigentlichen Bereich des vorliegenden Werkes liegenden Gegenstände vergl. auch Meissner's Untersuchungen über die elektrische Ozonerzeugung und über die Influenzelektricität auf Nichtleitern, Abhandl. d. k. Göttinger Gesellsch. d. Wissenschaften Bd. XVI, S. 1. 1871*. Die Frage nach der Existenz des Antozons gehört nicht hierher. — [2]) P. und Arn. Thénard, Compt. rend. T. LXXIV, p. 1280; T. LXXV, p. 118. 1735, 1872*; T. LXXVI, p. 517. 983. 1048. 1508. 1873*. — [3]) Boillot, Compt. rend. T. LXXVI, p. 628. 869. 1132. 1872*. — [4]) Brodie, Chemical News. 19. Apr. 1873. — [5]) Chabrier, Compt. rend. (T. LXXV, p. 484. 1872*). Vgl. auch du Moncel, Compt. rend. T. LXXVI, p. 1015. 1872*.

### 6. Mechanische Wirkungen der Inductionsfunken.

Die Inductionsfunken können, wie die Entladungsfunken der Leydener Flasche, mechanische Wirkungen äussern. Wenn die Inductionsfunken durch verschiedene Körper hindurchgehen, so durchbrechen sie dieselben und schleudern ihre Masse auseinander. Können nachher die Theile der Körper plötzlich wieder in den durch den Funken von Masse entleerten Raum eintreten, so erzeugt sich ein knallendes Geräusch. Beim Uebergang der Funken in der Luft hört man dasselbe, ebenso, nur noch lauter, in Flüssigkeiten. — Auch feste Körper vermögen die Funken zu durchbrechen. Setzt man z. B. zwei spitze Elektroden einander gegenüber auf die beiden Seiten einer Glasplatte, so wird dieselbe bei Verbindung der Elektroden mit den Enden der Inductionsrolle eines kräftigen Inductionsapparates durchbohrt. Mit grossen Apparaten hat man dieses Experiment sogar an 6 Centimeter dicken Glasplatten gezeigt. Hierbei verzweigt sich stets die Durchbohrung [1]). Dabei hört man kaum ein Geräusch, obgleich die optische Untersuchung des Glases in der Nähe der Durchbohrung deutlich eine starke Zusammendrückung desselben anzeigt [2]). — Dass bei den Entladungen in Entladungsröhren auch die Metalltheile der negativen Elektrode zerstäubt werden, haben wir schon früher erwähnt. 1052

Lässt man die Inductionsfunken durch Feilspäne hindurchschlagen, welche man auf eine Glasplatte gestreut hat, so hören bald die zickzackförmigen Funken zwischen denselben auf. Die Feilspäne schaaren sich namentlich an dem positiven Pol aneinander, so dass man bald keine Funken mehr zwischen ihnen überspringen sieht. Man kann dann die Feilspäne mit den Elektroden in die Höhe heben. Diese Erscheinung ist offenbar durch die Vertheilung der Elektricitäten in den Feilspänen vermittelst der an den Elektroden angehäuften Elektricitäten und durch die darauf folgende Anziehung derselben bedingt. Berühren sich die Späne dann an einzelnen Punkten, so werden sie durch die an diesen Stellen stattfindende Erhitzung bei der Entladung auch wohl ein wenig mit einander verlöthet. — Schlecht leitende Pulver, z. B. von Holzkohle, werden dagegen von den Elektroden fortgeführt, so dass namentlich um die positive Elektrode herum ein leerer Raum bleibt [3]). Findet die Entladung in Pulver von Gaskohle statt, welches auf einer $2^{ctm}$ breiten, $15^{ctm}$ langen Glasplatte ausgebreitet ist, so bilden sich transversale Streifen von Kohle, welche in einem Abstand von 2 bis $3^{mm}$ von einander liegen [4]) (vergl. §. 1004).

---

[1]) Faye, Compt. rend. T. LIII, p. 684. 1861*; auch Cosmos T. XIX, p. 397. 1861*. — [2]) Du Moncel, Recherches sur la Non-Homogénéité de l'étincelle etc. p. 28*. — [3]) Du Moncel, Compt. rend. T. XXXVII, p. 995. 1853*; Notice sur l'appareil d'induction p. 144. 1855*. — [4]) Quet und Seguin, Compt. rend. T. XLVIII, p. 338. 1859*.

1053 Je schneller die Inductionsfunken bei gleichbleibender bewegter Elektricitätsmenge verlaufen, desto stärker ist das Geräusch, welches sie in der Luft erzeugen. Eine solche Verkürzung der Dauer des Funkens findet z. B. durch Einwirkung eines Magnetes auf denselben statt. Hierauf beruht u. a. die Beobachtung von Page[1]), dass beim Oeffnen des Schliessungskreises der Magnetisirungsspiralen eines Elektromagnetes der erscheinende Oeffnungsfunken um so kürzer und breiter wird und mit um so grösserem Geräusch überspringt, je näher die Oeffnung an den Polen des Magnetes stattfindet. Bei den Versuchen von Page betrug die Länge des Funkens hierbei 8 Zoll; der Knall beim Oeffnen war fast der eines Pistolenschusses. — Beim Oeffnen des Stromes bildet sich zuerst in Folge des Extrastromes ein lebhafter Funken, welcher Veranlassung zur Bildung eines kleinen, eine gewisse Zeit dauernden Lichtbogens giebt, der noch eine partielle Schliessung des Stromkreises bewirkt. Wird die Oeffnung aber in der Nähe der Magnetpole hervorgebracht, so wird dieser Bogen aus seiner Lage abgelenkt und dadurch schneller zerrissen, so dass die Unterbrechung des Stromes viel schneller geschieht, als ohne Einwirkung des Magnetes. — Hierdurch wird die elektromotorische Kraft des dabei auftretenden Extrastromes verstärkt, und derselbe verursacht die oben erwähnten Phänomene. — In ganz gleicher Weise wird auch die elektromotorische Kraft des Oeffnungsstromes in einer inducirten Spirale, z. B. eines Ruhmkorff'schen Apparates, vermehrt, wenn man die inducirende Spirale zwischen den Polen eines Magnetes öffnet, und die zwischen den Enden der ersteren erscheinenden Funken werden dadurch bedeutend kräftiger und lauter.

Dieselbe verstärkende Wirkung des Magnetes zeigt sich nach Rijke, wie zu erwarten, auch für die physiologische Wirkung des Extrastromes.

1054 Kann sich die durch den Funken bewirkte Erschütterung der Luft anderen Körpern mittheilen, so kann dadurch eine Erzeugung von Tönen verursacht werden, wie dies Poggendorff[2]) beobachtet hat.

Zwei parallel nebeneinander liegende Dräthe von je 100 Fuss Länge und $1^{mm}$ Durchmesser waren zu einer 5 Zoll langen Spirale von 5,5 Zoll Umfang aufgewunden. Diese Spirale wurde vertical aufgestellt; die nach unten gehenden Enden ihrer Leitungsdräthe wurden so mit den Polen eines Grove'schen Elementes verknüpft, dass der Strom desselben die beiden Dräthe neben einander durchfloss. Ueber die Spirale wurden Röhren von verschiedenen, cylindrisch zusammengebogenen Blechen geschoben. Waren die Ränder dieser Bleche entweder mit einander, wenn auch nur an einer kleinen Stelle, verlöthet, oder berührten sie einander gar nicht, so entstand bei Unterbrechung des Stromes durch einen Wagner'schen Hammer in denselben kein Ton, mit Ausnahme von eiser-

[1]) Page, Silliman Americ. Journ. 1850; Phil. Mag. [4] Vol. I, p. 170. 1851*; Rijke, Pogg. Ann. Bd. LXXXIX, S. 166. 1853*. — [2]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCVIII, S. 193. 1856*.

nen Blechen. Berührten aber die Ränder einander lose, so hörte man bei Röhren von Platin, Kupfer, Neusilber, Zinn, Messing, Blei, Eisen ein trockenes, schlagendes Geräusch, welches an der Berührungsstelle der Röhrenränder gleichzeitig mit den jedesmaligen Unterbrechungen, nicht aber bei den Schliessungen des Stromes durch den Wagner'schen Hammer auftrat. Bei den elastischeren Metallen wird zugleich hierbei die ganze Masse der Röhren in Schwingungen versetzt und so die Erzeugung eines Tones bewirkt.

Mit verstärktem Aneinanderpressen der Röhrenränder nimmt die Stärke des tickenden Geräusches ab; der Ton wird dabei (z. B. bei Zinkröhren) höher. Hierbei ist es nicht die Vermehrung der Berührungspunkte, welche die Abnahme des Geräusches bedingt, denn wenn man eine Nähnadel zwischen die Ränder klemmt und sie dann mehr oder weniger stark zusammendrückt, zeigt sich das gleiche Verhalten.

Offenbar ist dieses Geräusch und diese Tonbildung durch die bei der Unterbrechung des Stromes der Spirale in dem umhüllenden Blech erzeugten Inductionsströme hervorgerufen, denn alle Ursachen, welche die Intensität derselben vermehren und ihre Dauer abkürzen, z. B. Einschieben von Eisendrathbündeln in die Spirale, verstärken das Geräusch; alle Ursachen, welche die Intensität der Inductionsströme vermindern und ihre Dauer vermehren, schwächen auch das Geräusch und die Tonerzeugung, so z. B. das Einschieben einer geschlossenen Metallröhre zwischen die Spirale und das umgebende Blech. Aus demselben Grunde vermindert es sich, wenn man zwei ungleich weite, für sich einzeln tönende Röhren zugleich über einander über die Spirale schiebt, oder wenn man eine offene oder geschlossene Eisenröhre zwischen die Spirale und das tönende Blech einsetzt, da diese Röhre sich durch die Spirale, wenn auch sehr schwach, so doch im entgegengesetzten Sinne magnetisirt, wie ein in dieselbe gestelltes Eisendrathbündel, und so bei der Induction der Spirale entgegenwirkt.

Der Grund dieses Tönens und Schlagens scheint nicht sowohl in der elektrodynamischen Abstossung der Röhrenränder, durch welche der inducirte Strom fliesst, bedingt zu sein, da diese Abstossung zu gering wäre, um dickere Röhren, wie Zinkröhren von 2 Zoll Durchmesser und $2^1/_2$ Linien Blechdicke, in Schwingungen zu versetzen; er scheint im Wesentlichen derselbe zu sein, welcher auch die Theil I, §. 725 u. 726 beschriebenen Schwingungserscheinungen und Tonbildungen durch einen continuirlichen Strom hervorruft. An den Rändern der Röhre bilden sich bei dem Durchgang des Oeffnungsstromes kleine Funken, welche die Luft und auch die Ränder der Röhre ein wenig von einander pressen und so in Schwingungen versetzen. Auch mag wohl die Erwärmung der einzelnen Berührungspunkte der Bleche durch die Ströme dieselben nach Art des Trevelyan-Instrumentes bewegen, indem sich die Berührungspunkte nach jedem Inductionsstrom wieder abkühlen und zusammenziehen. Diese Schwingungen besitzen indess jedenfalls eine sehr geringe Weite; denn selbst bei 100maliger Vergrösserung konnte man mittelst eines Mikro-

skopes keine Bewegung der Ränder der Bleche beobachten und ebenso wenig beim Einsenken derselben in Wasser eine Wellenbewegung des letzteren wahrnehmen.

Dass obige Erklärung die richtige ist, zeigen auch einige Versuche von Buff [1]), bei denen er die von einander abstehenden Ränder eines 50 Ctm. hohen, 8 Ctm. weiten, der Länge nach aufgeschlitzten Cylinders von 1,5$^{mm}$ dickem Zinkblech in der Mitte einerseits mit einer kleinen auf einem Resonnanzboden ruhenden Messingplatte, anderseits mit einer auf derselben aufstehenden Nähnadel verband. Wurde durch eine in den Cylinder gesenkte Spirale ein unterbrochener Strom geleitet, so hörte man deutlich das Geräusch zwischen der Messingplatte und Spitze der Nähnadel. Derselben Erklärung entsprechend hört man das Geräusch, wenn man die Spirale aus zwei parallelen Dräthen windet, das eine Ende des einen mit der Messingplatte und das andere Ende mit einer auf der Messingplatte aufstehenden Metallspitze verbindet, und durch den anderen Drath den unterbrochenen Strom leitet. — Ist die Spitze fein, so bemerkt man bei nicht zu schnell aufeinander folgenden Unterbrechungen deutliche Schwankungen in dem Erglühen derselben. — Wird aber die Messingplatte und die Spitze des Drathes stark amalgamirt, so zeigt sich kein Geräusch. Uebrigens hört man dasselbe schon bei einmaligem Oeffnen oder Schliessen des primären Stromes; Funkenbildung kann man dabei nicht wahrnehmen. — Die Erscheinungen sind also den Thl. I. §. 725 u. flgde. beschriebenen völlig analog.

[1]) Buff, Pogg. Ann. Bd. CXXIV, S. 78. 1865*.

# SCHLUSSCAPITEL.

## ABSOLUTES MAASS DER CONSTANTEN, ARBEITSLEISTUNGEN, THEORIEEN ÜBER DIE BILDUNG UND DIE WIRKUNGEN DES GALVANISCHEN STROMES.

## Erstes Capitel.

---

# Zurückführung der Constanten des Stromes auf absolutes Maass.

Das Ohm'sche Gesetz giebt die Beziehung zwischen der Intensität 1055
$I$ eines galvanischen Stromes, der ihn erregenden elektromotorischen Kraft $E$ und dem Widerstand $W$ seines Schliessungskreises

$$I = \frac{E}{W}.$$

Wir können das Grundmaass zweier dieser drei Grössen beliebig wählen; dann ist das Grundmaass der dritten Grösse unmittelbar dadurch gegeben, dass wir noch feststellen, dass die Intensität desjenigen Stromes gleich Eins ist, dessen elektromotorische Kraft und Widerstand gleich Eins sind.

Wir können die verschiedenen Wirkungen des Stromes zur Feststellung der Einheiten der elektromotorischen Kraft und Intensität benutzen, aus diesen die Einheit des Widerstandes ableiten und mit den so gefundenen Einheiten die willkürlichen Maasseinheiten vergleichen, welche wir bisher angewendet haben.

Wir haben schon an verschiedenen Stellen dieses Werkes derartige 1056
Grundmaasse aufgestellt und benutzt.

Das rationellste Grundmaass der elektromotorischen Kraft und Intensität ist jedenfalls das Thl. I, §. 130 u. flgde. aufgestellte mechanische Maass, durch welches die Constanten auf directe Wechselwirkung der elektrischen Massen zurückgeführt werden. Wir wiederholen der Vollständigkeit halber die dort gegebenen Definitionen. Danach ist:

Die mechanische Einheit der elektromotorischen Kraft die Kraft einer Kette, welche die beiden, mit ihren Polen verbundenen Leiter so stark ladet, dass die Differenz der Potentiale der elektrischen Massen auf das Innere jener Leiter gleich Eins ist.

Bei Berechnung der Potentiale setzen wir diejenigen Elektricitätsmengen gleich Eins, welche in der Entfernung Eins ($1^{mm}$) auf einander wirkend, einander oder den mit ihnen vereinten Masseneinhei-

ten [1]) die Beschleunigung Eins ($1^{mm}$) ertheilen, wobei wir als Einheit der Masse die eines Milligramms setzen.

Als mechanische Einheit der Stromintensität ist die Intensität eines Stromes zu setzen, in welchem in der Zeiteinheit (1 Secunde) durch jeden Querschnitt des unverzweigten Theiles des Schliessungskreises die Elektricitätsmenge Eins geführt wird.

Den Widerstand Eins in mechanischem Maass besitzt endlich ein Leiter, in welchem durch eine an seinen Enden wirkende elektromotorische Kraft Eins in der Zeiteinheit ein Strom von der Intensität Eins erzeugt wird.

1057 Ausser diesen rationellen Grundmaassen haben wir noch einige empirische Grundmaasse aufgestellt.

Als empirische Einheit der elektromotorischen Kraft haben wir die elektromotorische Kraft einer Daniell'schen Kette „amalgamirtes Zink, neutrale concentrirte Zinkvitriollösnng, concentrirte Kupfervitriollösung, galvanoplastisch niedergeschlagenes Kupfer" gesetzt. Für diese Kette sind häufig andere Abänderungen der Daniell'schen Kette benutzt worden, so z. B. ist an Stelle der Zinkvitriollösung verdünnte Schwefelsäure verwendet worden, wodurch sich die elektromotorische Kraft derselben ein wenig ändert (vgl. Thl. I, §. 250) [1]).

Als empirische Einheit des Widerstandes nehmen wir die Siemens'sche Einheit, d. h. den Widerstand einer Quecksilbersäule von 1 Quadratmillimeter Querschnitt und 1 Meter Länge bei 0° C.

Die empirische Einheit der Stromintensität ist dann durch diese beiden Bestimmungen festgestellt; indem die empirische Einheit der elektromotorischen Kraft in einem Leiter von der empirischen Einheit des Widerstandes einen Strom von der empirischen Einheit der Intensität erzeugt.

1058 Ausserdem können wir Definitionen für einzelne der Constanten aus allen möglichen Wirkungsäusserungen des Stromes ableiten. So hat man namentlich als chemische Einheit der Stromintensität die Intensität eines Stromes definirt, der in einer Secunde (oder auch einer Minute) 1 Milligramm Wasser zersetzt. Andere Physiker nehmen für letztere Menge 9 Mllgr. Wasser, so dass der Strom in einer Secunde 1 Mllgr. Wasserstoff entwickelt. Auch hat man weniger zweckmässig die Inten-

---

[1]) Latimer Clark (Proceed. Roy. Soc. 1871, p. 47. Carl Rep. Bd. IX, S. 93. 1873* hat als empirische Einheit die elektromotorische Kraft folgender Kette vorgeschlagen. In ein Stöpselglas ist Quecksilber und darauf ein Teig von oxydfreiem schwefelsaurem Quecksilberoxydul gegossen, in welchem ein Zinkstreifen steht. Das Glas wird mit ausgekochter und gesättigter Zinkvitriollösung gefüllt, und die Leitung zum Quecksilber durch einen durch den Boden oder den mit Paraffin verkitteten Stöpsel geführten, isolirten Platindrath vermittelt. Die elektromotorische Kraft ist gleich $\frac{1,403}{1,079} = 1,3$ von der der Daniell'schen Kette (gleich 1,457 Volts s. w. u.) und ändert sich bei einer Temperaturerhöhung von 1° C. um 0,06 Proc. Sie ist aber für dichtere Ströme nicht constant, so dass doch dies Element nicht als Normalelement an Stelle des Daniell'schen zu empfehlen ist.

sität eines Stromes als Eins (Jacobi'sche Einheit) bezeichnet, der 1 Cubikcentimeter Knallgas in einer Minute abscheidet [1]).

Hält man als Definition der chemischen Einheit der Stromintensität die Zersetzung von 9 Mllgr. Wasser in einer Secunde fest und wählt als Einheit des Widerstandes die Siemens'sche Quecksilbereinheit, so kann man als chemisch empirische Einheit der elektromotorischen Kraft die elektromotorische Kraft einer Kette bezeichnen, durch die in einem Schliessungskreise von der Einheit des Widerstandes ein Strom von der chemischen Einheit der Intensität Eins erzeugt wird.

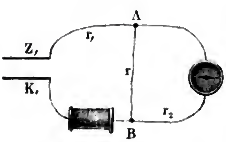
In dieser chemischen Einheit lässt sich z. B. nach den Ver- 1059
suchen von Buff (Thl. I, §. 251) die elektromotorische Kraft der Daniell'schen und Bunsen'schen Kette ausdrücken. Es war daselbst die elektromotorische Kraft dieser Ketten $D = 4{,}207$ und $B = 7{,}136$ gefunden, wenn als Einheit des Widerstandes ein Neusilberdrath von $0{,}75^{m}$ Länge und $1{,}5^{mm}$ Durchmesser galt, dessen Leitungsvermögen 12,4mal kleiner ist, als das des Silbers. Da letzteres etwa 60mal besser leitet als Quecksilber, so würde diese Widerstandseinheit $\frac{0{,}75}{\frac{60}{12{,}4}\left(\frac{1{,}5}{2}\right)^2 \pi}$ $= 0{,}08771$mal grösser sein als die Siemens'sche Quecksilbereinheit. Als Einheit der Stromintensität $I$ galt ein Strom, der in der Minute 21,08 Cub.-Cent. (1,888 Mllgr., also in der Secunde 0,03145 Mllgr.) Wasserstoff abscheidet. Diese Einheit ist also 0,3145mal grösser, als die von uns gewählte. In den neuen Einheiten wäre mithin die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette

$$D = 4{,}207 \,.\, 0{,}08771 \,.\, 0{,}3145 = 0{,}0117.$$

Da für den Widerstand $R = 1$ die Intensität $I = D$ ist, so sind diese 0,0116 Mllgr. auch gleich der in der Secunde durch den Strom der Daniell'schen Kette aus Wasser abgeschiedene Wasserstoffmenge, wenn der Gesammtwiderstand der Schliessung gleich einer Quecksilbereinheit ist.

Denselben Werth hat auch Raoult [1]) bestimmt. Der Strom mehre- 1060
rer Daniell'scher Elemente $Z_1$ $K_1$ (Fig. 436) wurde durch ein horizontales, 0,839 □$^{mm}$ im Querschnitt haltendes und 876,12$^{mm}$ langes und mit Eis umgebenes Capillarrohr $r$ geleitet, dessen Enden in zwei weitere Glasröhren $A$ und $B$ mittelst Korken eingesetzt waren, die, ebenso wie das Capillarrohr, Quecksilber enthielten. Das Quecksilber in $A$ und $B$ wurde

Fig. 436.




[1]) Raoult, Ann. de Chim. et de Phys. [4] T. II, p. 338. 1864*.

sodann mit den Elektroden eines Galvanometers $G$ mit langem Drath (Thl. I, §. 242) verbunden, gegen dessen Widerstand der der übrigen Zweige der Leitung verschwindet. In den die Säule enthaltenden Zweig war ein Rheostat eingefügt, durch den eine Zeit $t$ hindurch der Strom constant erhalten wurde. Es wurde die Intensität $I_1$ des Stromes daselbst und zugleich die in der Zeit $t$ in einem Element der Säule $Z_1 K_1$ abgeschiedene Kupfermenge $K_1$ bestimmt. Sodann wurde ein Daniell'sches Element nur durch das Galvanometer $G$ geschlossen und wieder die Intensität $I_0$ des Stromes gemessen.

Sind bei der ersten Schliessung die Widerstände der Zweige $A Z_1 K_1 B_1$, $A B$ und $A G B$ gleich $r_1$, $r$ und $r_2$, ist die elektromotorische Kraft der Säule $E$, so ist die Intensität $I_1$ des Stromes in dem die Säule enthaltenden Zweige

$$I_1 = \frac{E(r + r_2)}{r r_1 + r_1 r_2 + r_2 r}$$

und die Intensität in dem Zweige $A G B$

$$I_2 = \frac{E r}{r r_1 + r_1 r_2 + r_2 r},$$

also

$$I_1 = I_2 \frac{r + r_2}{r}$$

oder, da $r_2$ gegen $r$ sehr gross ist

$$I_1 = I_2 \frac{r_2}{r}.$$

Scheidet der Strom $I_1$ in der Zeit $t$ die Kupfermenge $K_1$ ab, so scheidet der Strom $I_0$ in der Zeit Eins die Kupfermenge

$$K_0 = \frac{1 I_0}{t I_1} K_1 = \frac{1}{t} \frac{I_0}{I_2} \frac{r}{r_2} \cdot K_1$$

ab. Wird dem Schliessungskreise des Daniell'schen Elementes nur der Widerstand $r_2$ des Galvanometers, gegen welchen der des Elementes selbst verschwindet, sondern der Widerstand Eins geboten, so steigt die Intensität auf das $r_2$-fache und die abgeschiedene Kupfermenge ist

$$K = K_1 \frac{r}{t} \frac{I_0}{I_2}.$$

So betrug z. B. bei Anwendung einer Kette von vier Daniell'schen Elementen

$$I_0 = \sin 75^0 6' = 0{,}9664 \qquad I_2 = \sin 16^0 21' = 0{,}2815$$
$$K_1 = 1113 \text{ Mllgr.} \qquad t = 176 \text{ Minuten}$$
$$r = 1{,}043$$

Durch den Strom eines Daniell'schen Elementes, dessen Schliessungskreis den Gesammtwiderstand Eins (eine Quecksilbereinheit) besitzt, wird also in einer Secunde die Kupfermenge

$$K = 1113 \cdot \frac{0{,}9664}{0{,}2815} \cdot \frac{1{,}043}{176 \,.\, 60} = 0{,}377 \text{ Mllgr.}$$

abgeschieden. Als Mittel mehrerer Versuche ergiebt sich statt dieses Werthes der Werth 0,378 Mllgr. Derselbe Strom würde aus 0,108 Grm. Wasser in einer Secunde 0,012 Mllgr. Wasserstoff abscheiden, welcher Werth mithin die chemisch empirische elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette wäre.

Sehr viel einfacher lässt sich diese Bestimmung mittelst der Poggendorff'schen Compensationsmethode anstellen, wenn man den Strom einer Daniell'schen Kette durch den einer anderen Kette, z. B. einiger Bunsen'scher Elemente compensirt. Ist dann der Widerstand des Brückendrathes in Siemens'schen Einheiten gleich $r$, die an der Tangentenbussole in demselben Zweige abgelesene Stromintensität $I$, so ist die elektromotorische Kraft (Thl. I, §. 237) 1061

$$D = I.r.$$

Leitet man vorher durch die Tangentenbussole und ein Kupfervitriolvoltameter einen Strom, so kann man die Ablenkungen an der Tangentenbussole direct auf chemische Einheiten reduciren. Auf diese Weise fand von Waltenhofen [1]) die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette als Mittel aus 14 Versuchen gleich 12,044, wenn als Einheit der Stromintensität ein Strom galt, der in einer Minute 1 Cub.-Cent. Knallgas, also in einer Secunde 0,000996 Grm. Wasserstoff entwickelt. Für einen Strom, der in einer Secunde 1 Mllgr. Wasserstoff entwickelt, wäre demnach die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette:

$$D = 12{,}044 \,.\, 0{,}000996 = 0{,}01204$$

also dasselbe Resultat, wie es Raoult erhalten.

Die elektromotorische Kraft der Grove'schen Kette wäre hiernach in chemischen Einheiten nahezu gleich 0,020.

Statt der, auf heterogene Einheiten basirten Messungen der Stromesconstanten hat man dieselben auch auf ein einheitliches Princip zurückgeführt, indem man sich, gestützt auf die exacten Methoden von Gauss, zur Messung des Magnetismus nach absolutem Maass der elektromagnetischen Einheiten der Constanten des Stromes bedient. 1062

Wir haben §. 258 und flgde. angeführt, wie die durch elektromagnetische Apparate gemessenen Intensitäten der galvanischen Ströme auf ein gemeinsames elektromagnetisches Maass reducirt werden können. Als elektromagnetische Einheit der Intensität haben wir in §. 258 nach diesem Maass die Intensität des Stromes bezeichnet, welcher, um die Flächeneinheit kreisend, auf einen Magnetpol so wirkt, wie ein unendlich kleiner Magnet vom Moment Eins, dessen Axe auf seiner Ebene senkrecht steht.

Das absolute Maass der elektromotorischen Kraft können wir ebenfalls aus den Inductionswirkungen von Magneten auf einen Leiter ableiten und erhalten so ein elektromagnetisches Maass derselben. Die

[1]) v. Waltenhofen, Pogg. Ann. Bd. CXXXIII, S. 462. 1868*.

elektromagnetische Einheit der elektromotorischen Kräfte ist dann diejenige, welche von der Einheit der magnetischen Kräfte in einem geschlossenen Kreise inducirt wird, wenn derselbe sich so dreht, dass seine Projection auf eine gegen die Richtung der magnetischen Kräfte senkrechte Ebene sich in der Zeiteinheit um die Flächeneinheit verändert.

Als elektromagnetische Einheit des Widerstandes würden wir endlich den Widerstand eines Schliessungskreises hinstellen, in welchem die definirte Einheit der elektromotorischen Kraft einen Strom erzeugt, dessen Intensität in elektromagnetischem Maass ebenfalls gleich Eins ist [1]).

Es ist ersichtlich, dass diese Definitionen zugleich die Bestimmung in sich schliessen, dass die Inductionsconstante gleich Eins ist. In der That können wir für dieselbe, wie wir schon §. 773 erwähnt haben, je nach der Bestimmung des Maasses der Constanten des Stromes verschiedene Werthe annehmen.

Nach den Angaben des §. 258 hat es keine Schwierigkeit, vermittelst der Tangentenbussole die Intensität eines Stromes in absolutem elektromagnetischen Maasse zu bestimmen. Besitzen wir daher irgend einen Drath, dessen Widerstand gleichfalls in elektromagnetischem Maasse gemessen ist, so kann man nach den Thl. I, §. 164 und flgde. angegebenen Methoden die verschiedenen, in einem einfachen, einen beliebigen Elektromotor enthaltenden Schliessungskreis eingefügten Widerstände mit diesem vergleichen, und dann durch Multiplication der Intensität des Stromes mit dem gesammten Widerstand auch die elektromotorische Kraft des Elektromotors in absolutem elektromagnetischem Maasse bestimmen.

Zu diesem Zweck hat Weber (l. c.) den absoluten elektromagnetischen Widerstand einiger Dräthe möglichst genau gemessen. Er bediente sich dazu namentlich zweier Methoden.

1063 Auf einen sechseckigen Rahmen wurde ein mit Wolle umsponnener Drath von etwa 16553 Grm. Gewicht gewickelt, der in 145 Umwindungen einen Flächenraum von 104924000 □$^{mm}$ umschloss. Dieser Rahmen wurde auf ein Gestell vermittelst zweier in der Verticallinie befindlicher Zapfen aufgelegt, so dass er sich um die Zapfen drehen konnte. Der eine derselben war durchbohrt, und durch ihn wurden die Enden der Drathwindungen mit einem Multiplicator verbunden. Der letztere bestand aus einer cylindrischen, hölzernen Rolle von 303,51$^{mm}$ äusserem Halbmesser, auf welche 28 Lagen von übersponnenem Drath von je 66 bis 68 (zusammen 1854) Windungen gewickelt waren. Der auf der Richtung der Windungen normale, rechteckige Querschnitt derselben war 70,9$^{mm}$ breit und 202$^{mm}$ lang.

In dem Multiplicator, dessen Ebene mit der des Meridianes zusammenfiel, schwebte an Coconfäden ein Messingbügel, der einen cylindrischen

[1]) Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen Theil II*.

Stahlmagnet von $60^{mm}$ Länge und $6,2^{mm}$ Durchmesser trug. Seine Schwingungen wurden durch einen an ihm befestigten Spiegel mittelst der Spiegelablesung bestimmt, und dabei seine Schwingungsdauer durch angehängte Messinggewichte vermehrt.

Die Messungen geschahen mittelst der Zurückwerfungsmethode. Der Rahmen wurde so gestellt, dass seine Ebene mit dem magnetischen Meridian zusammenfiel, und dann um 90° gedreht, und die erste nach einer halben Schwingung erfolgende positive Elongation (I) des Magnetes im Multiplicator, sowie die nach $1^1/_2$ Schwingungen erfolgende negative Elongation (II) beobachtet. Als nun die Nadel beim Rückgang (nach 2 Schwingungen) durch die Nulllage passirte, wurde der Inductorrahmen um 180° rückwärts gedreht. Dadurch erhielt die Nadel einen ihrer Bewegung entgegengesetzt gerichteten Stoss und ging auf die negative Seite. Wiederum wurde die darauf folgende erste negative (III) und positive (IV) Elongation beobachtet, und nun beim Rückgang der Nadel auf Null durch eine Vorwärtsdrehung des Inductors die Nadel wieder auf die positive Seite geworfen u. s. f. Es wurde die Grösse der jedesmaligen Schwingungsbogen zwischen den positiven und negativen Elongationen nach jedem Inductionsstoss bestimmt.

Sind dann $\beta$ und $\alpha$ die Differenzen der ersten und dritten, sowie der zweiten und vierten Beobachtung u. s. f., ist $M$ das Moment der Nadel, $H$ die horizontale Componente des Erdmagnetismus in absolutem Maass, $\zeta MH$ die Torsionskraft des Fadens, $T$ die Schwingungsdauer der Nadel, $r$ der reducirte Radius, $n$ die Windungszahl des Multiplicators, so ergiebt sich die Intensität (§. 220)

$$I = \frac{(1 + \zeta) H r T}{4 n \pi^2} (\alpha + \beta).$$

Durch experimentelle Bestimmung der Grössen $\alpha + \beta, H, M, T, \zeta$ und Berechnung von $r$ aus den Dimensionen des Multiplicators konnte aus dieser Formel die Intensität des durch Drehung des Inductors erzeugten Stromes in absolutem Maasse bestimmt werden.

Ist der von den Windungen des Inductors umschriebene Flächenraum $F$, die horizontale Componente an dem Ort der Aufstellung desselben $H_1$, so ist die bei seiner Drehung um 180° erzeugte elektromotorische Kraft in absolutem elektromagnetischen Maass gleich $E = 2 H_1 F$; also der Widerstand des Schliessungskreises in absolutem elektromagnetischen Maass

$$W = \frac{E}{I} = \frac{4 n \pi^2 F H_1}{(\alpha + \beta)(1 + \zeta) r T H}.$$

In dieser Formel ist $F$ eine Fläche, also in Bezug auf die Längendimension von dem zweiten Grade, $r$ ist eine Länge, $\alpha + \beta$ ist das Verhältniss des Ausschlags zum Radius, also eine Zahl. Es ist also $W$ in Bezug auf die Länge vom ersten, in Bezug auf die Zeit vom minus ersten

Grade. Wir bezeichnen dies, indem wir hinter die den Widerstand angebende Zahl den Bruch $\frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden}}$ setzen.

So fand z. B. Weber den absoluten Widerstand seines Schliessungskreises $2166 \cdot 10^8, \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden}}$. — Würde eine andere Längeneinheit, die $v$mal so gross wäre, als das dem absoluten Maass des Erdmagnetismus zu Grunde gelegte Millimeter, und eine Zeiteinheit für die Messungen gewählt, welche $\tau$mal so gross wäre, als die Secunde, so würden an Stelle von $\frac{F}{r}$ und $T$ in die Formel für $W$ resp. $v$ und $\tau$mal kleinere Werthe treten. Der in dem neuen Maass gemessene Widerstand wäre also $W_1 = W\frac{\tau}{v}$.

1064 Bei einer zweiten Versuchsreihe bestimmte Weber das Decrement der Schwingungen der Magnetnadel des bei den vorigen Versuchen verwendeten Multiplicators, einmal während er offen, dann während sein Drath in sich geschlossen war. — Nach §. 210 ist das Drehungsmoment, welches der Multiplicator auf die in ihm schwingende Nadel vom Moment $M$ ausübt, wenn durch ihn ein Strom von der Intensität Eins fliesst, unter Beibehaltung der dortigen Bezeichnungen $\varDelta = \frac{2n\pi}{r}M$, wo der Multiplicator durch $n$ kreisförmige Windungen vom Radius $r$ ersetzt ist. Bezeichnen wir die Länge des Magnetes mit $2l$, sein Fluidum an den Polen mit $\pm m$, so ist die von jedem Pol desselben auf den Multiplicator ausgeübte, auf der Ebene der Windungen normale Kraft gleich $\frac{\varDelta}{2l} = \frac{2n\pi}{r}m$. Wird der Magnet in sehr kleine Schwingungen versetzt, so dass sich während derselben jene Kraft nicht ändert, und der Multiplicator in sich geschlossen, so inducirt hierbei jeder Magnetpol in demselben die gleiche elektromotorische Kraft, wie wenn der Magnet ruhte, der Multiplicator aber mit der entgegengesetzten Geschwindigkeit sich gegen den Magnetpol hinbewegte. Ist die Drehungsgeschwindigkeit Eins, also die Geschwindigkeit der Magnetpole $l$, so ist dann die durch die Bewegung beider Pole inducirte elektromotorische Kraft $E = 2 \cdot \frac{2n\pi}{r}m.l = \frac{2n\pi M}{r}$.

Ist die Intensität des durch diese elektromotorische Kraft erzeugten Stromes im Multiplicator in absolutem elektromagnetischem Maasse gleich $i$, also die Intensität des Stromes bei der Drehungsgeschwindigkeit $\frac{d\varphi}{dt}$ gleich $i\frac{d\varphi}{dt}$, so ist wiederum das von demselben auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment gleich $-\frac{2n\pi M}{r}i\frac{d\varphi}{dt}$. Das von dem Erd-

magnetismus $H$ und der Elasticität des die Nadel tragenden Fadens auf sie ausgeübte Drehungsmoment ist $-MH(1+\vartheta)\varphi$. Ist also $K$ das Trägheitsmoment der Nadel, so ist die Bewegung derselben bestimmt durch die Gleichung:

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2}+(1+\vartheta)\frac{MH}{K}\varphi+\frac{2n\pi}{r}\frac{Mi}{K}\frac{d\varphi}{dt}=0,$$

also $$\varphi = Ae^{-\frac{n\pi Mi}{Kr}t}\sin t\sqrt{(1+\vartheta)\frac{MH}{K}-\left(\frac{n\pi Mi}{Kr}\right)^2} \quad . \; . \; . \quad 1)$$

Ist $t_1$ die Dauer der Schwingungen der Nadel, $\lambda$ ihr logarithmisches Decrement, so folgt

$$t_1=\pi\left[(1+\vartheta)\frac{MH}{K}-\left(\frac{n\pi Mi}{Kr}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}} \text{ und } \lambda=\frac{n\pi Mit_1}{Kr} \quad . \; . \quad 2)$$

also $$i=\frac{Kr}{n\pi Mt_1}\lambda.$$

Der Widerstand des Multiplicators in absolutem elektromagnetischem Maasse ergiebt sich daher

$$W=\frac{E}{i}=\left(\frac{n\pi M}{r}\right)^2\frac{2t_1}{K\lambda} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 3)$$

Entwickelt man aus den Gleichungen (2) den Werth

$$\frac{1}{K}=\frac{1}{MH}\cdot\frac{\pi^2+\lambda^2}{(1+\vartheta)t_1^2},$$

und setzt ihn in $W$ ein, so erhält man

$$W=\frac{2n^2\pi^2M}{Hr^2}\cdot\frac{\pi^2+\lambda^2}{(1+\vartheta)\lambda t_1},$$

in welcher Formel sich alle Werthe bestimmen lassen. So fand Weber z. B. den Widerstand seines Multiplicators bei zwei Versuchsreihen, bei denen als Magnet einmal ein längerer Magnetstab und sodann ein kleiner, sehr starker natürlicher Magnet diente, gleich $1899 \,.\, 10^8 \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden}}$.

Ein ganz ähnlicher Werth ($1903 \,.\, 10^8$) ergab sich, als durch die im folgenden Paragraphen zu beschreibende Methode die Widerstände des §. 889 beschriebenen Erdinductors und Multiplicators mit einander verglichen wurden, und dann das Resultat mit dem der ersten Beobachtungsreihe combinirt wurde.

Um der Schwierigkeit der Bestimmungen von $M$ und $r$ zu umgehen, combinirt F. Kohlrausch[1]) die beiden §. 1063 und 1064 angeführten Methoden. Lässt man zuerst die Nadel eines Galvanometers schwingen, **1065**

[1]) F. Kohlrausch, Pogg. Ann. Ergänzbd. VI, S. 1. 1873. Mittheil. der Göttinger Ges. d. Wissenschaften 1870. 5. Nov.

wenn dasselbe mit einem ruhenden Erdinductor verbunden ist, so gilt die §. 887 a. gefundene Gleichung für den Empfindlichkeitscoëfficienten $q$ des Galvanometers

$$q^2 = 2\,\frac{WK}{T_0}\left(\lambda\sqrt{\frac{\pi^2+\lambda_0^2}{\pi^2+\lambda_1^2}}-\lambda_0\right) \quad \ldots\ldots \quad 1)$$

wo $W$ den Widerstand des durch die Leitung geschlossenen Galvanometers, $K$ das Trägheitsmoment, $T_0$ und $\lambda_0$ die Schwingungsdauer und das logarithmische Decrement der Nadel bei geöffneter Schliessung, $\lambda_1$ das Decrement bei geschlossenem Galvanometer angiebt. Wird durch dasselbe der Strom eines Erdinductors geleitet, den man aus der auf dem magnetischen Meridian senkrechten Lage um 180° dreht und ist $H$ die horizontale Componente des Erdmagnetismus, $F$ die von dem Drath umschlossene Fläche des Inductors, so ist, wenn $W$ den Widerstand des Galvanometers und Inductors zusammen bezeichnet, die bei jeder Umdrehung durch jeden Querschnitt gehende Elektricitätsmenge $\int i\,dt = 2\,\frac{FH}{W}$. Die Winkelgeschwindigkeit der Nadel wird hierdurch

$$\gamma = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{2\,qFH}{WK}, \text{ also } q^2 = \frac{\gamma^2 W^2 K^2}{F^2 H^2} \quad \ldots\ldots \quad 2)$$

Aus (1) und (2) folgt der Widerstand $w$ in absolutem Maass

$$W = \frac{1}{\gamma^2}\,\frac{8\,F^2 H^2}{T_0 K}\left(\lambda\sqrt{\frac{\pi^2+\lambda_0^2}{\pi^2+\lambda^2}}-\lambda_0\right)$$

Die Winkelgeschwindigkeit $\gamma$ kann durch die Zurückwerfungsmethode nach Weber bestimmt werden (vgl. §. 220).

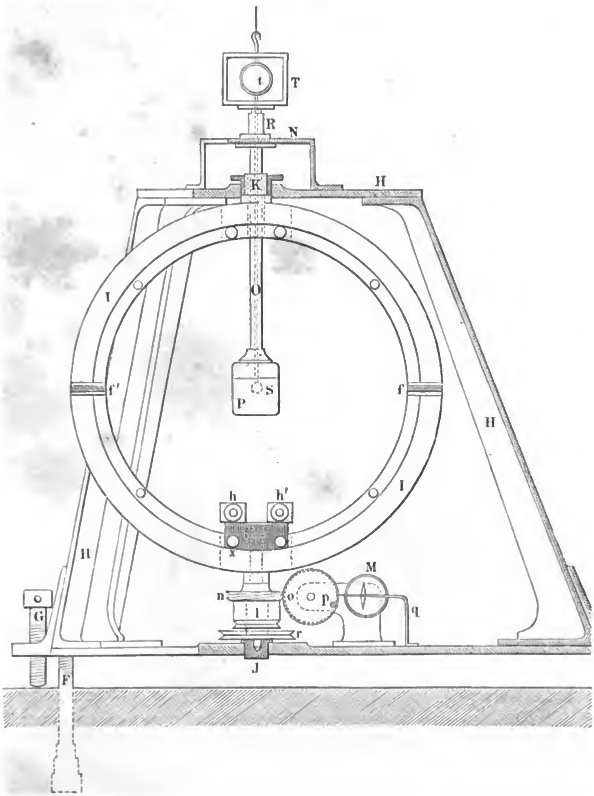
Nach möglichst genauer Bestimmung sämmtlicher Grössen im Göttinger Observatorium, bei denen nur die Fläche $F$ des Inductors einer früheren Messung von W. Weber durch Aufwinden des gemessenen Drathes auf ein abgedrehtes Rad von $3^m$ Durchmesser und durch Messung der einzelnen Windungslagen entnommen war, schätzt Kohlrausch den Fehler im ungünstigsten Fall auf 0,67 Proc.

Hierdurch ergab sich z. B. der Widerstand des Erdinductors und Galvanometers [ein Multiplicator von 250 Windungen von $3^{mm}$ starkem Kupferdrath (10 Lagen auf einem $100^{mm}$ breiten Holzrahmen), in welchem ein astatisches System von 2 je $170^{mm}$ langen, $14^{mm}$ dicken Stahlstäben schwebte], in absolutem Maass gleich 3,9687 bis 3,9937 $\frac{\text{Erdquadrant}}{\text{Secunde}}$. Der Fehler ist also kleiner als 2 Proc.

1066 Eine fernere Methode zur Bestimmung des Widerstandes in elektromagnetischem Maass ist die, dass man einen Drathkreis entweder um eine in der Ebene des magnetischen Meridians liegende, horizontale oder um eine verticale Axe rotiren lässt und dabei die Ablenkung einer klei-

nen, in der Mitte des Drathkreises aufgehängten Magnetnadel bestimmt. Da im ersteren Fall die Inclinationsrichtung, d. h. das Verhältniss zwi-

Fig. 437.

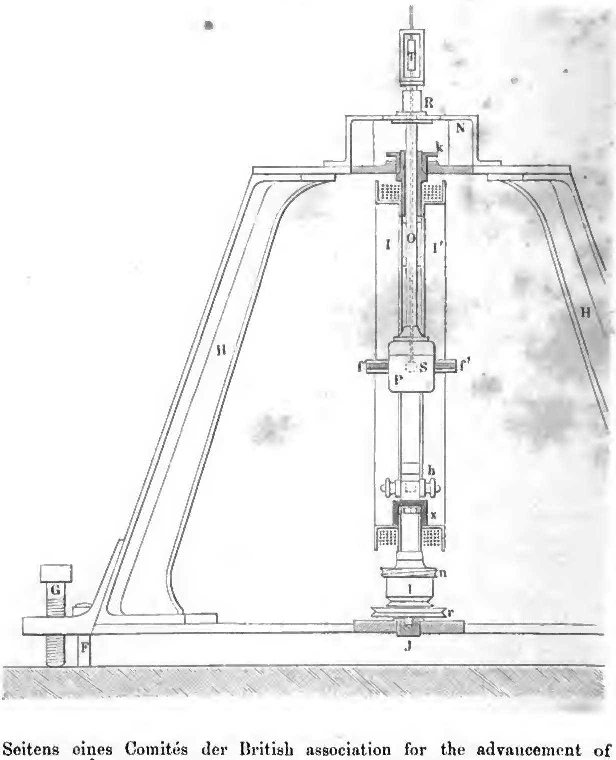



schen der horizontalen und verticalen Componente des Erdmagnetismus bekannt sein muss, deren sehr genaue Bestimmung Schwierigkeiten darbietet, so wendet man sich zweckmässiger der zweiten Art der Ausführung dieser Methode zu, bei der indess die Magnetnadel nur ein schwa-

ches Moment besitzen darf, weil sonst durch ihre Einwirkung auf den rotirenden Drathkreis eine störende Induction ausgeübt werden kann [1]).

1067 Ganz besondere Sorgfalt ist neuerdings auf die Herstellung eines Widerstandsetalons nach elektromagnetischem Maass nach letzterer Methode

Fig. 438.



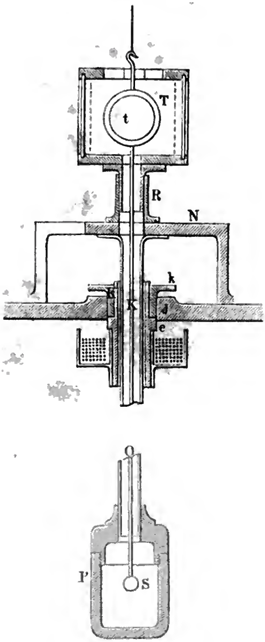

Seitens eines Comités der British association for the advancement of science [2]) verwendet worden, da dasselbe die Einheit jenes Widerstandsmaasses auch als allgemein gültige Einheit in die Praxis einführen wollte.

[1]) Vergl. u. A. F. Kohlrausch, Nachr. d. Götting. Gesellschaft. 1870. 23. Nov. S. 513*. — [2]) Rep. Brit. Assoc. 1863. p. 111*; 1864. p. 350*.

Der von dem Comité der British Association angewendete Apparat ist folgendermaassen construirt[1]):

Ein starkes dreifüssiges Gestell *H*, Fig. 437 und 438, von Messing ist vermittelst dreier Schrauben in eine steinerne Unterlage eingelassen und kann

Fig. 439.




durch starke Stellschrauben *G G* horizontal gestellt werden. Zwischen einem Lager *J* in der Steinunterlage und einem hohlen, in die obere Platte des Gestells eingesetzten Messingzapfen *K* drehen sich zwei einander parallele, fest mit einander verbundene Messingringe *I* und *I'*, welche bei *f* und *f'* durch Hartgummi unterbrochen sind, um die Bildung von Inductionsströmen in ihnen zu vermeiden, und dann gemeinsam abgedreht sind. Um die Ringe sind übersponnene Kupferdräthe gewickelt. Der mittlere Radius ihrer Windungen von der Mitte der Drehungsaxe aus beträgt bei einer Versuchsreihe $a = 0{,}1566^{\mathrm{m}}$, die Zahl derselben $n = 307$, also die Länge des Drathes $l = 302{,}063^{\mathrm{m}}$, die Breite der Windungsreihen, senkrecht gegen die Ebene der Windungen $b = 0{,}0185^{\mathrm{m}}$, die Höhe derselben in der Ebene der Windungen $0{,}0132^{\mathrm{m}}$, der mittlere Abstand der Windungen von der Drehungsaxe $b' = 0{,}01915^{\mathrm{m}}$. Danach ist der Cosinus des Winkels $\alpha$, den $a$ mit $b'$ macht, $\cos\alpha = \frac{b'}{a} = 0{,}12245$, $\alpha = 83^0 1'$. Die Dräthe der beiden Ringe sind am einen Ende mit einander verbunden, am anderen enden sie in zwei Quecksilbernäpfen $h$ und $h_1$, die durch einen dicken amalgamirten Kupferdrath mit einander vereint werden können. Auf die Axe $l$ der Ringe ist unten ein Rad $r$ aufgesetzt, in welches ein Schnurlauf eingreift, der durch ein bleiernes Schwungrad gedreht wird und zugleich einen

[1]) Vergl. auch Jenkin, Proceed. Roy. Soc. 1865. Apr. 6. u. Pogg. Ann. Bd. CXXVI, p. 369. 1865*.

Regulator bewegt. Ausserdem ist auf die Axe $l$ eine kurze Schraube ohne Ende $n$ aufgesetzt, die in ein Zahnrad $o$ eingreift. Dasselbe trägt einen Knopf $p$, der bei jeder Umdrehung des Zahnrades, entsprechend 100 Umdrehungen des Ringes, eine Feder mit einem Hammer gegen die Glocke $M$ gegenschlägt. — Durch die Durchbohrung des Zapfens $K$ (Fig. 439) geht eine Röhre $O$, die unten eine hölzerne, cylindrische Büchse $P$ trägt. Ueber dem Zapfen $K$ ist auf dem Gestell ein Ständer $N$ angebracht, der auf der Röhre $R$ einen Glaskasten $T$ trägt. In der Büchse $P$ schwebt der Stahlmagnet, eine Stahlkugel von etwa $7{,}8^{\text{mm}}$ Durchmesser, die nicht völlig bis zur Sättigung magnetisirt ist, also ein äusserst geringes Moment (kleiner als das einer Nähnadel von 0,03 Grm. Gewicht) besitzt. Dieselbe ist durch einen steifen Messingdrath mit einem in dem Kasten $T$ befindlichen Spiegel $t$ verbunden. Letzterer hat $30^{\text{mm}}$ Durchmesser, also einen nicht geringen Luftwiderstand, und hängt an einem $2{,}45^{\text{m}}$ langen, an einem Torsionskopf befestigten Coconfaden. Die Schwingungsdauer des Magnetes beträgt über 9 Secunden. Die Ablenkungen desselben werden, wie gewöhnlich, durch eine $2{,}9853^{\text{m}}$ entfernte Scala und Fernrohr abgelesen. Bei 400 Umdrehungen der Ringe in der Minute nimmt der Magnet mit seinem Spiegel eine vollkommen feste Stellung an, da seine Schwingungsdauer im Verhältniss zu der Rotationszeit der Spirale sehr gross (200 mal so gross) ist; indess differiren die Ausschläge nach beiden Seiten bis zu 8,5 Proc.

Vor und nach jeder Versuchsreihe wurde der Widerstand der Drathwindungen vermittelst des Jenkin'schen Widerstandsmessers mit dem einer Neusilberdrathspirale verglichen, die nachher als Normalmaass diente. Sein Widerstand betrug nach der Berechnung der Versuche (s. u.) $107620116 \frac{\text{Met.}}{\text{Sec.}}$ und die Genauigkeit der später (1864) unter geänderten Verhältnissen wiederholten Versuche wird auf 0,1 Proc. angegeben.

Die Berechnung des Widerstandes aus diesen Versuchen ergiebt sich folgendermaassen: Es sei

$\varphi$ die Ablenkung des Magnetes;
$M$ sein magnetisches Moment;
$H$ die horizontale Componente des Erdmagnetismus;
$F$ die gesammte, von den Drathwindungen eingeschlossene Fläche;
$n$ die Zahl der Windungen;
$\psi$ der Winkel der Ebene der Windungen mit dem magnetischen Meridian;
$D$ die Kraft, mit der die Windungen auf eine Magnetnadel vom Moment Eins in ihrer Mitte wirken, wenn sie von einem Strom von der Intensität Eins durchflossen sind;
$E$ die elektromotorische Kraft;
$R$ der Widerstand;
$I$ die Stromintensität in den Windungen;
$\Pi$ das Potential der Windungen auf sich selbst;

dann ist das Potential der Windungen beim Durchfliessen des Stromes Eins in Bezug auf die horizontale Componente des Erdmagnetismus

$$P = - H . F \sin \psi$$

und das Potential der Windungen auf die Magnetnadel

$$P_1 = - M . D \sin (\psi - \varphi).$$

Werden die Windungen in der Zeit $dt$ um den Winkel $d\psi$ gedreht, so ist die dabei erzeugte elektromotorische Kraft gleich $dP + dP_1$, also

$$HF . \cos \psi \, d\psi + MD \cos (\psi - \varphi) \, d\psi.$$

Ausserdem wird beim Ansteigen des Stromes in den Windungen um den Werth $dI$ in der Zeit $dt$ ein Extrastrom in denselben inducirt, dessen elektromotorische Kraft $- \Pi dI$ ist. Die gesammte, bei der Drehung um $d\psi$ in der Zeit $dt$ inducirte elektromotorische Kraft ist also

$$E dt = IR = H . F \cos \psi \, d\psi + MD \cos (\psi - \varphi) \, d\psi - \Pi \, dI,$$

woraus folgt, wenn wir $\frac{d\psi}{dt} = \omega$ setzen,

$$I = \frac{\omega}{R^2 + \Pi^2 \omega^2} \{ F . H (R \cos \psi + \Pi \omega \sin \psi) + DM [R \cos (\psi - \varphi) + \Pi \omega \sin (\psi - \varphi)] \} + C e^{-\frac{R}{\pi} t}.$$

Der letztere Werth verschwindet bald mit zunehmendem $t$. Die senkrecht gegen die Nadel gerichtete Componente der von den Windungen auf dieselbe ausgeübten Kraft ist $MDI . \cos (\psi - \varphi)$; also die mittlere, während einer Umdrehung der Windungen um $2\pi$ ausgeübte Kraft

$$\frac{MD}{2\pi} \int_0^{2\pi} I \cos (\psi - \varphi) \, d\psi = \frac{1}{2} \frac{MD\omega}{R^2 + \Pi^2 \omega^2} \{ FH (R \cos \varphi + \Pi \omega \sin \varphi) + DMR \}.$$

Soll die Nadel in Ruhe bleiben, so muss diese Kraft gleich sein der durch die horizontale Componente des Erdmagnetismus und die Torsion des die Nadel tragenden Fadens auf dieselbe ausgeübten, gegen sie senkrechten Kraft. Ist die Torsion des Fadens bei der Drehung Eins gleich $MH\vartheta$, so ist also

$$\frac{1}{2} \frac{MD\omega}{R^2 + \Pi^2 \omega^2} \{ FH (R \cos \varphi + \Pi \omega \sin \varphi + DMR) \} - MH (\sin \varphi + \vartheta \varphi) = 0.$$

Aus dieser quadratischen Gleichung folgt $R$ annähernd:

$$R = \frac{F . D\omega}{2 \, tg \, \varphi (1 + \vartheta)} \left\{ 1 + \frac{DM}{F . H} \sec \varphi - \frac{2 \Pi}{FD} \left( \frac{2 \Pi}{FD} - 1 \right) tg^2 \varphi \right\}.$$

In dieser Gleichung ist Alles bekannt; $F$, $\varphi$, $M$, $H$ lassen sich direct beobachten, $D$ lässt sich berechnen (vergl. z. B. §. 163 u. flgde.). Die Torsionsconstante $\vartheta$ ergiebt sich durch Drehung des Kopfes, an dem der Magnet aufgehängt ist (vergl. §. 185).

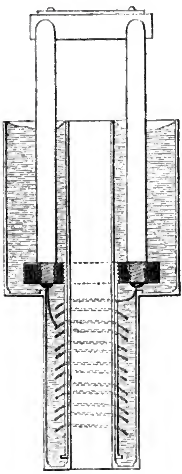
1068 Hat man in dieser Weise den Widerstand $W_a$ eines Drathsystems *a* in elektromagnetischem Maass bestimmt, so kann man ohne Schwierigkeit die Widerstände $W_b$ anderer Dräthe *b* mit jenem Widerstand vergleichen. Es kann dies mittelst der Wheatstone'schen Drathcombination oder einer anderen Methode geschehen. So führt W. Weber diese Vergleichung aus, indem er durch ein Galvanometer (vgl. §. 137, Fig. 203) nach dem Princip der Zurückwerfungsmethode Inductionsströme leitete, welche durch einen Inductor (§. 889, Fig. 344) erzeugt waren, und zwischen die Verbindungsstellen des Inductors und Galvanometers die zu vergleichenden Dräthe erst einzeln (*A* und *B*), sodann (*C* und *D*) neben- und hintereinander einschaltete. Bezeichnen obige Buchstaben die jedesmal beobachteten Stromintensitäten, so ergiebt sich nach der Formel für die Stromverzweigung:

$$\frac{W_b}{W_a} = \frac{AB - AC}{AB - BC}, \quad \frac{W_b^2}{W_a^2} = \frac{AB - BD}{AB - AD}.$$

Diese Formeln ändern sich nicht, wenn in dem Galvanometer bei den Schwingungen seiner Nadel Inductionsströme entstehen.

1069 Vermittelst dieser Vergleichung kann man Dräthe von der elektromagnetischen Einheit des Widerstandes herstellen. Als solche bezeichnen die englischen Physiker den Widerstand von $10^{10} \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden}}$ oder $10^7 \frac{\text{Meter}}{\text{Secunden}}$ oder $1 \frac{\text{Erdquadrant}}{\text{Secunde}}$, wie er sich aus den, von der British Association angeordneten Versuchen ergiebt. Diese Einheit wird von ihnen als British Association (B. A.) Einheit oder Ohmad, oder auch weniger ansprechend als Ohm; eine Million Ohmad $\left(10^{13} \frac{\text{Meter}}{\text{Secunden}}\right)$ werden als Megohm, ein Milliontel Ohmad als Mikrohm bezeichnet. Die Copieen des Ohmad werden aus Dräthen von der Legirung von 2 Thln. Silber und 1 Thl. Platin oder 2 Thln. Gold und 1 Thl. Silber gefertigt. Die Dräthe sind mit weisser Seide übersponnen und auf Messingrollen gewickelt. Dieselben sind in einen dünnen Messingblechkasten (Fig. 440) eingelegt, der mit Paraffin ausgegossen ist. Auch werden Glasröhren voll Quecksilber benutzt.

Fig. 440.



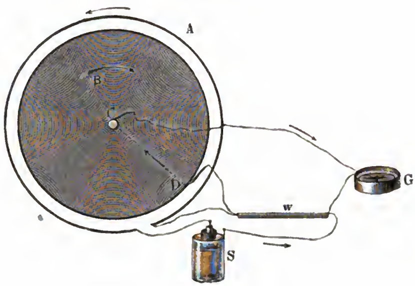
Von der Gold-Silberlegirung von Matthies-

sen (2 Thle. Gold und 1 Thl. Silber) entspricht dem Ohmad ein Drath von $0{,}5995^m$ Länge, von dem 1 Meter 1 Gramm wiegt [1]).

Aus den früheren Bestimmungen von Weber leitet sich als elektro- 1070
magnetische Widerstandseinheit $\left(10^{10}\ \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden}}\right)$ ein etwas kleinerer Werth, als das Ohmad ab, derselbe beträgt nur 0,9191 Ohmad; aus neueren Bestimmungen von Kohlrausch (s. §. 1074) wäre derselbe 0,9809 Ohmad.

Eine sinnreiche Methode zur Bestimmung des Widerstandes von 1071
Körpern in absolutem elektromagnetischem Maass giebt Lorenz [2]) an.

Fig. 441.




In einer aus zwei Rollen von $205{,}78^{mm}$ innerem und $237{,}6^{mm}$ äusserem, sowie $237{,}6^{mm}$ innerem und $266{,}0^{mm}$ äusserem Durchmesser gebildeten Spirale $A$, die $36{,}5^{mm}$ Breite hat, und mit ihrer Axe horizontal gestellt ist, rotirt conaxial eine Kupferscheibe $B$ von $3{,}4^{mm}$ Dicke und $200^{mm}$ Durchmesser. Durch die Spirale $A$ wird ein Strom geleitet, in dessen Kreis der auf seinen Widerstand $w$ zu untersuchende Körper $w$ eingeschaltet wird. Gegen die metallische Axe $C$, sowie gegen den Rand der rotirenden Scheibe schleifen Metallfedern $C$ und $D$, die unter Einschaltung eines Galvanometers $G$ (einer Spiegelbussole) mit den Enden von $w$ verbunden sind. Wird die Scheibe gedreht, so entsteht durch die Induction zwischen ihrem Centrum und ihrem Rande eine Spannungsdifferenz. Wird durch die Richtung und Schnelligkeit der Drehung dieselbe gleich und entgegengesetzt der Spannungsdifferenz, welche an den Enden von $w$ durch den hindurchgeleiteten Strom entsteht, so zeigt das Galvanometer $G$

[1]) Repert. Brit. Assoc. 1864, p. 349 u. 367*; 1865, p. 309*. — [2]) Lorenz, Pogg. Ann. Bd. CXLIX, S. 251. 1873*.

keinen Ausschlag und man kann den absoluten Widerstand von $w$ berechnen.

Ist die elektromotorische Kraft der den Strom liefernden Säule $S$ gleich $E$, die Intensität des Stromes gleich $I$, der Gesammtwiderstand seiner Schliessung $SwA$ gleich $W$, so ist die Potentialdifferenz am Ende des Körpers $w$ gleich $\frac{w}{W} . E = wI$. Ist die Umdrehungszahl der Scheibe $n$, der Radius derselben $r$, $R$ der Radius einer Windung der Spirale, $a$ der Abstand der Ebene der Scheibe von der der Windung, so ist die erzeugte elektromotorische Kraft bei einmaliger Umdrehung des Radius, wenn die Intensität des inducirenden Stromes gleich Eins ist:

$$E_1 = 2\pi \int_0^{2\pi} \frac{r R \cos\varphi}{\sqrt{R^2 + r^2 + a^2 - 2 r R \cos\varphi}} \, d\varphi,$$

vorausgesetzt, dass die Inductionsconstante $e = 1$ gesetzt, also $E_1$ in elektromagnetischem Maass gemessen wird. Durch Integration dieses Ausdruckes und Summation über sämmtliche Windungen und Dickenelemente der Scheibe erhält man die gesammte, in der Zeiteinheit inducirte elektromotorische Kraft $E_n$ in absolutem Maass. Ist bei $n$ Umdrehungen und der Intensität $I$ des inducirenden Stromes die Ablenkung des Galvanometers gleich Null, so ist

$$n I E_n = w I, \text{ also } w = n E_n.$$

Unter Anwendung von einem Chromsäure- oder von 4 Bunsen'schen Elementen und Drehung der Scheibe durch ein mit den Händen bewegtes Uhrwerk nach den Schlägen einer Pendeluhr ergaben sich gleiche Resultate. Ohne Strom zeigte das Galvanometer bei der Rotation der Scheibe kaum eine Ablenkung, so dass die inducirende Wirkung des Erdmagnetismus verschwindend war, und Thermoströme an den Contactstellen der Federn kaum störend einwirkten.

1072 Besitzt man eine elektromagnetische Widerstandseinheit, so kann man mit derselben den Widerstand $W$ eines Schliessungskreises einer Kette vergleichen. Ist die Intensität $I$ des Stromes in demselben nach den §. 258 u. flgde. angeführten Methoden in elektromagnetischem Maass gemessen, so kann man die elektromotorische Kraft $E = IW$ der Kette in elektromagnetischem Maass direct berechnen [1]).

[1]) Vgl. Rep. Brit. Assoc. 1863. 1867*. Maxwell Treatise of Electricity and Magnetism Vol. II, p. 245* u. an anderen Orten. — Weniger empfehlenswerth ist es, wenn man bei dieser Gelegenheit noch einen neuen Begriff, den des „specifischen Widerstandes bezogen auf die Einheit der Masse und Länge“, d. h. den Widerstand eines Drathes von 1 Meter Länge und 1 Gramm Gewicht in elektromagnetischen Einheiten einführen will, weil das Gewicht sich leichter als der Querschnitt bestimmen lässt. — Es ist überhaupt in der neueren Zeit mehrfach beliebt worden, eine grössere Anzahl neuer Namen, namentlich für Constante einzuführen, die zum Theil zu älteren, fundamentalen Constanten in einer einfachen Beziehung stehen und nur für die Rechnung in manchen Fällen bequemer

Bei der Messung der Intensität $I$ der Ströme nach absolutem elektromagnetischem Maass durch die Tangentenbussole (§. 260) haben wir

$$I = \frac{R^3}{2\pi b^2} H tg\, \alpha$$

gefunden, wo $b$ der Radius des Kreisstromes, $R$ der Abstand seines Umfanges von der Nadel, $H$ die horizontale Componente des Erdmagnetismus ist. Da nun $H$ von der Dimension $L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$ ist, wo $L$, $M$ und $T$ die Längen-, Massen- und Zeitdimension bezeichnen, so ist die Intensität $I$ in elektromagnetischem Maass von der Dimension $L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}$. Die Dimension der elektromotorischen Kraft $E$ ergiebt sich hieraus und aus der Dimension des Widerstandes $(L \,.\, T^{-1})$ gleich $L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}$.

Wählt man als Einheit der Länge, Masse und Zeit die Länge des Erdquadranten ($10^7$ Meter), die Masse von $10^{-11}$ Gramm und die Zeit einer Secunde, so bezeichnen die englischen Physiker die elektromotorische Kraft für $L = M = T = 1$ mit dem wenig aussprechenden Namen **ein Volt** (von Volta). Dieselbe ist nahe gleich der der **Daniell**'schen Kette (s. w. u.).

Die **Quantität Elektricität**, welche in der Zeiteinheit durch einen jeden Querschnitt eines Schliessungskreises fliesst, dessen Widerstand ein Ohmad, und in dem die elektromotorische Kraft ein Volt thätig ist, wird von den englischen Physikern **ein Farad** (von **Faraday**) genannt. Da die Intensität $I$ des Stromes gleich der Quantität $Q$ Elektricität ist, welche in der Zeit Eins durch den Querschnitt fliesst, so ist die in der Zeit $T$ fliessende Quantität selbst gleich $I \,.\, T$. Die Dimension der Quantität ist also gleich $(Dim.\ I)\ T = L^{1/2} M^{1/2}$. Die **Capacität eines Condensators**, der durch die elektromotorische Kraft ein Volt sich mit einer Elektricitätsmenge ladet, welche einem Farad gleich ist, ist ebenfalls einem Farad gleich.

Da die Capacität gleich der durch eine elektromotorische Kraft $E$ in den Condensator eingeführten Elektricitätsmenge $Q$, dividirt durch die dieselbe erregende elektromotorische Kraft ist, so ist die Dimension der Capacität gleich $(Dim.\ Q)$ dividirt durch $(Dim.\ E)$ gleich $L^{-1} T^2$.

Wendet man an Stelle der oben erwähnten Einheiten andere Einheiten der Länge, der Masse und der Zeit an, so stellen sich die Werthe der Einheiten der Stromesconstanten wie folgt [1]):

---

sein können, also jene. — So wünschenswerth es ist, einfache und klare Bezeichnungen für die Fundamentalwerthe der Physik zu besitzen, so bedenklich und verwirrend erscheint es, die Wissenschaft ohne ganz triftigen Grund mit einer zu ausgedehnten Nomenclatur zu belasten, namentlich wenn dieselbe, wie nicht selten, auf einer ziemlich weit hergeholten Analogie beruht. — [1]) Vgl. Rep. British Association 1863. 1867*. Maxwell Treatise of Electricity and Magnetism. Vol. II, p. 245 u. a. a. O.

| | Englische „praktische“ Einheiten. Erdquadrant $10^{-11}$ Gramm Secunde | Br. Assoc. Einheiten. Meter Gramm Secunde | Einheiten von W. Weber. Millimeter Milligramm Secunde | Einheiten von W. Thomson. Centimeter Gramm Secunde |
|---|---|---|---|---|
| Widerstand . . . | Ohm | $10^7$ | $10^{10}$ | $10^9$ |
| Elektromot. Kraft | Volt | $10^5$ | $10^{11}$ | $10^8$ |
| Quantität . . . . | Farad | $10^{-2}$ | 10 | $10^{-1}$ |
| Capacität . . . . | Farad | $10^{-7}$ | $10^{-10}$ | $10^{-9}$ |

1073 Es ist die Frage aufgeworfen worden, ob die elektromagnetischen Einheiten der Constanten des Stromes nicht als allgemein gültige Maasse in die Praxis einzuführen wären, und namentlich die englischen Physiker haben sich hierfür sehr entschieden erklärt. — Es ist jedenfalls anzuerkennen, dass die elektromagnetischen Einheiten der elektromotorischen Kraft, des Widerstandes und der Intensität alle auf einem gemeinsamen wissenschaftlichen Princip beruhen und somit ein in sich abgeschlossenes, consequent durchgeführtes Maasssystem bilden. Indess ist dagegen zu beachten, dass hierdurch die elektrischen Messungen auf die quantitative Vergleichung der Wirkungen des galvanischen Stromes mit denen eines von vornherein von der Elektricität ganz verschiedenen Agens, des Magnetismus, zurückgeführt sind, und selbst wenn, wie nach aller Wahrscheinlichkeit zu vermuthen, die magnetischen Erscheinungen auf elektrischen Strömen beruhen, dennoch die elektromagnetischen Wirkungen des Stromes relativ sehr complicirt sind. Wollte man ein in sich abgeschlossenes, directeres Maasssystem für die Constanten des Stromes annehmen, so müsste dasselbe unbedingt auch auf directen Messungen von Elektricitätsmengen allein beruhen, wie dies bei dem am Anfange dieses Capitels angeführten mechanischen Maasssystem der Fall ist. Allenfalls könnte man auch, wenn auch viel weniger einfach, aus den elektrodynamischen Wirkungen des Stromes ein Maasssystem ableiten (s. w. u.).

Wäre nicht zufällig die Reduction des Magnetismus auf absolutes Maass vor den Versuchen ausgeführt worden, auch die Constanten des Stromes in einem absoluten Maass zu messen, so hätte man gewiss viel eher die absolute Messung des Magnetismus auf die absolute Stromesmessung zurückzuführen gesucht, als umgekehrt.

Für die Praxis bietet das elektromagnetische Maasssystem ausserdem die grosse Schwierigkeit, dass die Definitionen desselben viel zu complicirt sind, als dass sie nicht denjenigen, welche nicht gerade speciell in dem betreffenden Gebiete arbeiten, für die Auffassung und Reproduction in der Vorstellung leicht Schwierigkeiten bereiteten. Bei den mechanischen Elektricitätsmaassen wäre dies viel weniger der Fall. Ausserdem sind die elektromagnetischen Einheiten, also zunächst die Widerstandseinheit, nur schwierig herzustellen.

Es ist ferner die Frage, ob man sich auf die Genauigkeit der bisher von dem Comité der British Association dargestellten Widerstandsmaasse so unbedingt verlassen darf und soll, dass man dieselben und ihre Copieen ohne Weiteres als elektromagnetische Grundeinheiten benutzen darf.

In der That können aber manche Bedenken gegen die volle Genauigkeit der Bestimmungen erhoben werden, z. B. das geringe Moment des Magnetes, im Verhältniss zu der den Luftströmen ausgesetzten Fläche des daran befestigten Spiegels und dem grossen Trägheitsmoment beider zusammen; die nicht geringen Abweichungen der durch abwechselnd entgegengesetzt gerichtete Ausschläge gemessenen Widerstände (bis 8,55 Proc.) in Folge einer dauernden Torsion des Fadens oder einer elastischen Nachwirkung, die bei der schwachen Magnetisirung der Magnetkugel besonders hervortreten würde; die Abweichungen in den Resultaten bei schneller und langsamer Rotation (0,5 Proc., bei einzelnen Beobachtungen finden sich bis 2,3 Proc.); die Schwierigkeit, den Flächeninhalt der Windungen zu messen, eventuelle Inductionsströme in den starken Messingrahmen u. s. f. Auch zeigen die §. 1074 angeführten Zahlen, dass das Ohmad fast um 2 Proc. grösser ist, als die absolute elektromagnetische Einheit.

Es scheint also hiernach eigentlich kein zwingender Grund vorhanden, das Ohmad in der Praxis jedem anderen empirischen Maass vorzuziehen, da ein solches ebenso gut mit der wirklichen, absoluten elektromagnetischen Einheit verglichen werden kann [1]).

Ehe daher das wirklich rationelle, mechanische Maass der Constanten eingeführt werden kann, dürfte es für die Praxis wohl am zweckmässigsten sein, sich noch der empirischen Einheiten zu bedienen, also für den Widerstand der Siemens'schen Einheit, deren Definition, wie die der Gewichtseinheit (des Grammes), auch nur auf der Angabe von Dimensionen, von einem bestimmten Stoff (Quecksilber) und einer bestimmten Temperatur beruht. Für die Intensität mag man die chemische Einheit (einen Strom, der in 1 Secunde 1 Mllgr. Wasserstoff oder 108 Mllgr. Silber abscheidet) wählen, wodurch mit der Widerstandseinheit die Einheit der elektromotorischen Kraft bestimmt ist, oder als Einheit der elektromotorischen Kraft die sehr constante elektromotorische Kraft einer Daniell'schen Kette nach der Thl. I, §. 228 gegebenen Beschreibung, wodurch dann die Einheit der Intensität bestimmt ist. — Obgleich diese Einheiten nicht auf einem für alle Messungen gleichartigen, einheitlichen Principe beruhen, sind sie doch sehr leicht fasslich und sehr leicht herzustellen. Inzwischen ist die Siemens'sche Widerstandseinheit in der internationalen Telegraphenconferenz in Wien im Jahre 1868 allgemein angenommen worden. Für den Physiker, der sich bei einzelnen speciellen Untersuchungen der elektromagnetischen Maasse bedienen will, hat es nach den

---

[1]) Vergl. F. Kohlrausch l. c.

im Text gemachten Angaben durchaus keine Schwierigkeiten, die practischen Maasse in letztere Maasse umzurechnen [1]).

1074 Mit den elektromagnetischen Einheiten sind die empirischen Einheiten der Stromesconstanten zu vergleichen.

Nach F. Kohlrausch[2]), der nach der Methode von W. Weber in die beiden Parallelzweige eines Differentialgalvanometers den Inductor (§. 889) nebst Galvanometer, deren Widerstand in absolutem Maasse bestimmt war, und einen Siemens'schen Etalon einschaltete, den Strom eines Erdinductors hindurchleitete und die Ablenkungen bei Vertauschung beider Einschaltungen beobachtete, ist der Widerstand einer Siemens'schen Einheit gleich

$$0{,}9717 \; \frac{\text{Erdquadrant}}{\text{Secunde}} \; .$$

in absolutem elektromagnetischem Maass.

Sodann ergiebt sich übereinstimmend aus den sorgfältigen Vergleichungen von Dehms (Thl. I, §. 184) und Hermann Siemens[3]) mittelst der Wheatstone'schen Drathcombination

ein Ohmad = 1,0493 Siemens'sche Einheiten,

also eine Siemens'sche Einheit gleich 0,9730 Ohmad. Diese Einheit ist also nur etwa um 5% kleiner, als das Ohmad.

Zugleich ergiebt sich aus den oben erwähnten Bestimmungen von F. Kohlrausch, dass

$$1 \text{ Ohmad gleich } 1{,}0493 \,.\, 0{,}9717 = 1{,}0196 \; \frac{\text{Erdquadrant}}{\text{Secunde}}$$

in absoluten elektromagnetischen Einheiten ist.

Auch Lorenz hat vermittelst seiner §. 1071 beschriebenen Methode Röhren voll Quecksilber auf ihren Widerstand untersucht, in welche von der Seite aus mehrere Platindräthe eingeschmolzen waren, um verschiedene Längen in den Schliessungskreis der rotirenden Scheibe einschalten zu können. An beiden Enden waren in der Röhre Platindräthe befestigt, die die Leitung zur stromerregenden Säule vermittelten. Den Widerstand einer Siemens'schen Einheit findet Lorenz hiernach gleich $0{,}9337 \cdot 10^{10}$ elektromagnetischen Einheiten. Ob dieser Werth wegen der Mängel der früheren Methoden den mit diesen erhaltenen Werthen vorzuziehen ist, oder ob vielleicht die Art der Zuleitung bei den Versuchen von Lorenz die Unterschiede bedingt, müssen weitere Versuche zeigen.

---

1) Vergl. die Polemik von Matthiessen (Pogg. Ann. Bd. CXXV, S. 497; Phil. Mag. [4] Vol. XXIX, p. 361. 1865*; Vol. XXXI, p. 376. 1866*; und Pogg. Ann. Bd. CXXIX. S. 161. 1866*); Siemens (Pogg. Ann. Bd. CXXVII, S. 327. 1866*); Phil. Mag. [4] Vol. XXXI, p. 325*; Jenkin, Phil. Mag. [4] Vol. XXXII, p. 161. 1866*. — 2) F. Kohlrausch l. c. — 3) Hermann Siemens, Pogg. Ann. Bd. CXLVIII, S. 155. 1873*.

Der Widerstand des Jacobi'schen Widerstandsetalons ist nach W. Weber in absolutem elektromagnetischem Maass gleich 1075

$$598 . 10^7 \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden}}.$$

Indess hat diese Angabe keinen grossen Werth, da die verschiedenen, von Jacobi versendeten Etalons grosse Abweichungen von diesem Resultat ergeben.

Wir vergleichen ferner die empirischen Einheiten der Stromintensität mit der elektromagnetischen Einheit derselben. 1076

Soweit jene Einheiten auf Bestimmung der Ablenkung von Magnetnadeln in Galvanometern und Tangentenbussolen u. s. w. um eine bestimmte Anzahl Grade (45°) beruhen, lassen sie sich, wenn man die Dimensionen jener Apparate kennt, ohne Weiteres direct durch Rechnung oder durch experimentelle Vergleichung mit den Ausschlägen einer gleichzeitig in den Schliessungskreis eingeschalteten Tangentenbussole auf absolutes elektromagnetisches Maass reduciren.

Auch die §. 1058 erwähnten chemischen Einheiten der Intensität eines Stromes lassen sich auf die elektromagnetische Einheit der Intensität reduciren, wenn man weiss, welche Quantität Wasser ein in elektromagnetischem Maass gemessener Strom in der Zeiteinheit zersetzen kann. Man nennt die in Milligrammen bestimmte Quantität Wasser, welche durch einen Strom von der (Weber'schen) elektromagnetischen Einheit der Intensität in einer Secunde zersetzt wird, das elektrochemische (eigentlich das elektromagnetisch-chemische) Aequivalent des Wassers.

Ganz analog kann man die elektrochemischen Aequivalente anderer Stoffe, z. B. des durch den Strom abgeschiedenen Silbers, direct bestimmen und das des Wassers durch Multiplication der gefundenen Zahl mit dem Verhältniss der gewöhnlichen chemischen Aequivalente des Wassers und des betreffenden Stoffes berechnen.

Das elektrochemische Aequivalent des Wassers ist zuerst von W. Weber [1]) bestimmt worden. Er leitete den Strom durch ein Voltameter, bestehend aus einem Sförmig gekrümmten Rohr, in welches zwei Platindräthe als Elektroden eingeschmolzen waren, und das mit einigen Tropfen verdünnter Schwefelsäure gefüllt war. Die Gase wurden über Quecksilber aufgefangen und gemessen. Der Strom floss sodann durch eine bifilar aufgehängte Drathrolle, deren Axe senkrecht gegen den magnetischen Meridian gestellt war. Die Rolle war aus 1130 Umwindungen von Kupferdrath gebildet, ihr Umfang betrug $164^{mm}$, so dass der Flächeninhalt, den der Drath umkreiste, $S = 4638330$ Quadratmillimeter be- 1077

[1]) W. Weber, Resultate 1840. S. 91*.

trug. Ihr Trägheitsmoment war $k = 779400000$, ihre Schwingungsdauer etwa $t = 8{,}08''$, so dass sich ihre Directionskraft im Mittel $D = \frac{\pi^2 k}{t^2} = 117817000$ ergab. Die horizontale Componente des Erdmagnetismus war $H = 1{,}7026$. Bei fünf Versuchen ergab sich die absolute Intensität $I$ des Stromes aus der vermittelst der Spiegelablesung bestimmten Ablenkung $\varphi$ der Rolle nach der Formel $I = \frac{D tg\, \varphi}{SH}$, und die gleichzeitig zersetzte Wassermenge:

| Zersetzte Wassermenge | Zeitdauer der Zersetzung $T$. | $I\,.\,T$. |
|---|---|---|
| 14,2346$^{mgr}$ | 1168″ | 1522,44 |
| 14,2026 | 1280 | 1504,92 |
| 14,0872 | 1137,5 | 1506,46 |
| 14,0182 | 1154 | 1501,43 |
| 13,9625 | 1263 | 1484,90 |

Hiernach berechnet sich die durch einen Strom von der elektromagnetischen Einheit der Intensität in einer Secunde zersetzte Wassermenge oder das elektrochemische Aequivalent des Wassers im Mittel gleich 0,009376$^{mgr}$, wovon die grösste Abweichung im Versuch 2 nur 0,000061 beträgt.

1078 Joule[1]) hat ebenfalls die durch einen Strom von bekannter Intensität in einer Secunde aus saurem Wasser, aus Lösung von schwefelsaurem Zinkoxyd und Kupferoxyd abgeschiedenen Mengen $M$ von Wasserstoff, Zink und Kupfer bestimmt. Die Intensität des Stromes wurde durch die Tangente des Ablenkungswinkels $\alpha$ einer Tangentenbussole gemessen, deren einfacher Drathkreis einen Radius $b = \frac{1}{2}$ engl. Fuss (15,24$^{ctm}$) hatte. Die horizontale Componente des Erdmagnetismus (in Manchester) betrug in englischem Maass 3,542, also in französischem Maass $H = 3{,}542 . 0{,}46108 = 1{,}6332$. Die absolute Intensität des Stromes berechnet sich dann nach der Formel $I = \frac{Hb}{2\pi}\, tg\, \alpha$. Auf diese Weise ergab sich als Mittel aus je vier Versuchen bei der Elektrolyse von:

| | $tg\, \alpha$ | $I$ | $M$ | | $\frac{M}{I}$ [2]) |
|---|---|---|---|---|---|
| Schwefelsaurem Zinkoxyd. . | 0,7345 | 29,09 | 0,0977$^{mgr}$ | Zk | 0,03358 |
| Wasser . . . . . . . . . . | 1,7600 | 69,72 | 0,07076$^{mgr}$ | H | 0,001015 |
| Schwefelsaurem Kupferoxyd . | — | — | — | Cu | 0,03252 |

Berechnet man aus letzteren Werthen, welche die elektrochemischen Aequivalente des Zinks, Wasserstoffs und Kupfers sind, das elektroche-

[1]) Joule, Phil. Mag. [4] Vol. II, p. 442. 1851*. — [2]) Die englischen Gewichte sind in Milligramme umgerechnet.

mische Aequivalent des Wassers durch Multiplication mit $\frac{9}{32,3}$, 9 und $\frac{9}{31,7}$, so erhält man dasselbe gleich

$$0,009291, \quad 0,009135, \quad 0,009239.$$

Bunsen[1]) hat ebenfalls den Strom von vier Bunsen'schen Elementen durch ein Voltameter und den Drathkreis einer Tangentenbussole, dessen Radius $= 99,5^{mm}$ war, geleitet und aus den Ablenkungen $\alpha$ der Nadel der letzteren die absolute Grösse der Stromintensität $I$ bestimmt. Nimmt er die horizontale Componente des Erdmagnetismus (für Marburg) gleich $H = 1,88$, so findet er $I = \frac{99,5 \ . \ 1,88}{2\pi} tg\alpha$. Es wurde sodann die im Voltameter entwickelte Knallgasmenge gewogen. Dadurch ergab sich im Mittel aus vier Versuchen, bei denen die Stromintensität zwischen den Werthen 7,0204 und 96,87 geändert wurde, das elektrochemische Aequivalent des Wassers gleich 0,0092705. 1079

Das elektrochemische Aequivalent des Zinks ergab sich bei unmittelbarer Bestimmung des in der Säule selbst aufgelösten Zinks bei zwei Versuchen gleich 0,03300, woraus sich das des Wassers zu 0,009261 berechnet.

Casselmann[2]) hat in ganz analoger Weise die absolute Intensität des Stromes an einer Tangentenbussole bestimmt, deren Ringdurchmesser $403^{mm}$ betrug, und zugleich die durch den Strom zersetzte Wassermenge aus dem Gewichtsverlust eines Voltameters berechnet, aus welchem die Gase durch ein Glasrohr voll Bimsstein und Schwefelsäure entwichen. Die horizontale Componente des Erdmagnetismus ergab sich in dem eisenhaltigen Zimmer, in dem die Versuche angestellt wurden, $H = 1,83$. Es war hiernach das elektrochemische Aequivalent des Wassers bei der Zersetzung von

| | | |
|---|---|---|
| verdünnter Schwefelsäure (specif. Gew. 1,088) | 6 Versuche | 0,009360 |
| Lösung von Phosphorsäure ( „ „ 1,056) | 2 „ | 0,009421 |
| Lösung von schwefelsaurem Natron (specif. Gew. 1,056) 1 Versuch . . . . . . . . . . . . . | | 0,009339 |
| | Mittel . | 0,009371 |

Als Casselmann Kochsalzlösung unter Anwendung einer positiven Elektrode von amalgamirtem Zink zersetzte, fand er die durch die elektromagnetische Einheit des Stromes aufgelöste Zinkmenge bei zwei Versuchen 0,033445, wonach das elektrochemische Aequivalent des Wassers gleich 0,009406 ist.

Als Mittel aus allen diesen Versuchen ergiebt sich das elektrochemische Aequivalent des Wassers etwa gleich 0,009331 Mllgr. Zur Zersetzung

[1]) Bunsen, s. Reiset, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. VIII, p. 33. 1843*. — [2]) Casselmann, Kohlenzinkkette S. 70. Marburg 1843*.

von 1 Mllgr. Wasser in einer Secunde ist also ein Strom von der absoluten Intensität $106^1/_3$, zur Abscheidung von 1 Mllgr. Wasserstoff ein Strom von der Intensität 957 erforderlich.

1080 Durch Zersetzung einer etwa 15procentigen Lösung von salpetersaurem Silberoxyd in einem Silbervoltameter (vgl. Bd. I, S. 479) mittelst eines an einer Tangentenbussole gemessenen Stromes unter gleichzeitiger Bestimmung der erdmagnetischen Horizontalintensität fand Kohlrausch[1]) die von dem Strom von der Intensität Eins in einer Secunde niedergeschlagene Silbermenge bei 3 Versuchen gleich 0,11362; 0,11365; 0,11363; also im Mittel 0,11363, woraus sich das elektrochemische Aequivalent des Wassers gleich 0,009476 berechnet.

Auch die Versuche von Casselmann, Bunsen und Weber lassen sich dieser Zahl durch Aenderung der für die Horizontalintensität angenommenen Werthe nähern. Das Mittel des elektrochemischen Aequivalents des Wassers würde nach einer derartigen, immerhin nicht ganz sicheren Correction nach Kohlrausch für alle Versuche gleich 0,009421 sein.

Ein Strom, der in einer Secunde ein Milligramm Wasserstoff abscheidet, hätte hiernach die absolute Intensität 950. Ein Strom, der in einer Minute ein Cubikcentimeter Knallgas von 0° C. und $760^{mm}$ Druck abscheidet (die Jacobi'sche Einheit), hätte die absolute Intensität $^1/_{10544}$.

Reducirt man diese Knallgasmenge auf den Druck $801,3^{mm}$, statt auf den Druck $760^{mm}$, so ist jene Jacobi'sche Einheit mit der absoluten elektromagnetischen Einheit der Intensität identisch.

Behält man neben der Weber'schen elektromagnetischen Einheit der Intensität die Siemens'sche Widerstandseinheit bei, so ergiebt sich die elektromotorische Kraft des Daniell'schen Elementes ($E = I \,.\, R$) gleich 11,71, nach von Waltenhofen[2]) gleich 11,43, im Mittel also 11,57; die elektromotorische Kraft des Bunsen-(Grove)'schen Elementes gleich 19,98 oder fast genau 20[3]).

1081 Wir haben ferner die empirische Einheit der elektromotorischen Kraft, die elektromotorische Kraft $D$ eines Daniell'schen Elementes, mit der elektromagnetischen Einheit der elektromotorischen Kraft zu vergleichen.

Diese Vergleichung ergiebt sich aus den §. 1059 bis 1061 angeführten Werthen, wonach die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette in chemischem Maass gleich 0,0120 ist.

Wenn das Ohmad gleich 1,0493 Quecksilbereinheiten, die zur Abscheidung von 1 Mllgr. Wasserstoff in der Secunde erforderliche Intensität in elektromagnetischem Maass 957 ist, so ist die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette in demselben Maass

---

[1]) F. Kohlrausch, Nachr. d. k. Göttinger Ges. d. Wissensch. 1873. 1. Febr. Pogg. Ann. Bd. CXLIX, S. 170. 1873*. — [2]) von Waltenhofen, Pogg. Ann. B. CXXXIII, S. 477. 1868*. — [3]) F. Kohlrausch, Pogg. Ann. Bd. CXLI, S. 458. 1870*.

$$D_m = \frac{0{,}0120}{1{,}0493 \, . \, 10^{-10}} \cdot 957 = 10{,}94 \, . \, 10^{10} \, \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden}} \text{ [1]}.$$

Wird statt der Zahl 957 der von Kohlrausch bestimmte Werth 950, statt des Ohmads die absolute Widerstandseinheit (§. 1074) genommen, so ist

$$D_m = 11{,}08 \, . \, 10^{10} \, \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden}}.$$

Ersetzt man in den Angaben am Ende des §. 1080 die Siemens'sche Einheit des Widerstandes durch ihren Werth in elektromagnetischen Einheiten ($9717 \, . \, 10^6$), so folgt die elektromotorische Kraft der Daniell'schen ($D_m$) und Grove'schen Kette ($G_m$) in elektromagnetischem Maasse

$$D_m = 11{,}24 \, . \, 10^{10} \qquad G_m = 19{,}42 \, . \, 10^{10} \text{ [2]}.$$

Denselben Werth hat Bosscha [3]) bestimmt, indem er den Strom des Elementes durch eine Tangentenbussole leitete und die Ablenkung ihrer Nadel bestimmte, zuerst ohne Einschaltung, und dann, während in den Schliessungskreis noch ein Widerstandsetalon eingeschaltet war, dessen elektromagnetischer Widerstand $r = 60717 \, . \, 10^5 \, \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden}}$ gegeben war. 1082

Bezeichnet $c$ den Factor, mit welchem man die Tangenten der Ablenkungswinkel $\alpha$ und $\alpha_1$ der Nadel in beiden Fällen multipliciren muss, um die ihnen proportionalen Stromintensitäten auf elektromagnetisches Maass zurückzuführen, so erhält man aus den Beobachtungen:

$$D_m = c\, r \, \frac{tg\,\alpha \; tg\,\alpha_1}{tg\,\alpha - tg\,\alpha_1}$$

(vgl. Thl. I, §. 231).

Der Werth $c$ wurde gemessen, indem der Strom einiger Daniell'scher Elemente durch die Bussole und ein Kupfervitriolvoltameter geleitet und die in einer gegebenen Zeit durch einen bestimmten Strom abgeschiedene Kupfermenge bestimmt wurde. Ist diese Menge pro Secunde gleich $m$, die Ablenkung der Bussolennadel $\alpha_2$, das elektrochemische Aequivalent des Kupfers $= 0{,}03404$, so ergab sich im Mittel mehrerer Versuche

$$c = \frac{m}{tg\,\alpha_2} \cdot \frac{1}{0{,}03404} = 55{,}21.$$

Als Mittel mehrerer, unter verschiedenen Abänderungen angestellter Versuche, bei denen die gehörigen Correctionen wegen Mangels an Proportionalität der Stromintensität und der Tangenten der Ablenkungswinkel der Bussolennadel u. s. w. vorgenommen wurden, fand Bosscha:

$$D_m = 10{,}258 \, . \, 10^{10} \, \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden}}.$$

Die elektromotorische Kraft des Normalelements von Latimer Clark (§. 1057) ist gleich 1,457 Volts.

---

1) v. Waltenhofen, Pogg. Ann. Bd. CXXXIII, S. 462. 1868*. — 2) F. Kohlrausch l. c. §. 1080. — 3) Bosscha, Pogg. Ann. Bd. CI, S. 523. 1857*.

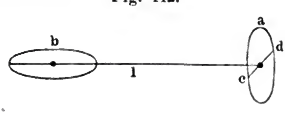
1083 Ausser den erwähnten Einheiten der Constanten des Stromes kann man ein vollkommen in sich abgeschlossenes System von dergleichen Einheiten namentlich auch von den elektrodynamischen Wirkungen des Stromes ableiten [1]).

Schon aus §. 21 und flgde. geht hervor, dass ein Strom die elektrodynamische Einheit der Intensität besitzt, wenn er durch ein Element fliesst, dessen Länge der Längeneinheit gleich ist, und dabei auf ein gleiches, vom gleichen Strom in gleicher Richtung durchflossenes, dem ersteren paralleles und auf der Verbindungslinie beider Elemente senkrechtes, in der Entfernung Eins von ersterem Element befindliches Element eine Anziehungskraft ausübt, welche der Krafteinheit gleich ist.

Befinden sich im Abstand $l$ von einander zwei kleine Magnete von den Momenten $M$ und $m$ und steht die Axe von $m$ auf der von $M$ senkrecht und halbirt dieselbe bei ihrer Verlängerung, so ergiebt sich aus §. 174, dass das von $M$ auf $m$ ausgeübte Drehungsmoment $\frac{Mm}{l^3}$ ist. Aus §. 113 folgt, dass, wenn die Magnete durch kleine, in sich geschlossene Ströme von den Flächenräumen $\lambda$ und $\lambda_1$ und den (in elektrodynamischem Maass gemessenen) Intensitäten $i$ und $i_1$ ersetzt werden, das nun von dem ersten auf den zweiten ausgeübte Drehungsmoment $\frac{i i_1 \lambda \lambda_1}{2 l^3}$ ist. Ist $i = i_1 = 1$ und $\lambda = \lambda_1 = 1$, so ist letzteres Drehungsmoment gleich $\frac{1}{2 l^3}$. Wir könnten also auch als elektrodynamische Einheit der Stromintensität die Intensität eines geschlossenen Stromes hinstellen, welcher um die Flächeneinheit fliessend, auf einen zweiten gleichen und auf ihm senkrechten, in einem grossen Abstand $l$ von ihm entfernten Strom, dessen Ebene seine Ebene halbirt, das Drehungsmoment $\frac{1}{2 l^3}$ ausübt.

1084 Die elektrodynamische Einheit der elektromotorischen Kraft begründet sich nach Weber (l. c.) also: Ein die Flächeneinheit umschliessender Leiter $a$, Fig. 442, befindet sich in grossem Abstande $l$ von einem zweiten, die Flächeneinheit umschliessenden Leiter $b$, dessen Ebene auf der des Leiters $a$ senkrecht steht und sie halbirt. Der Leiter $b$ sei von einem Strom durchflossen, dessen Intensität sich zu der elektrodynamischen Einheit der Stromintensität wie $2 l^3 : 1$ verhält. Wird nun der Leiter $a$ um seine Durchschnittslinie $cd$ mit der Ebene von $b$ mit der Drehungsgeschwindigkeit Eins gedreht, so ist die in ihm erzeugte elektromotorische Kraft nach elektrodynamischem Maasse gleich Eins.

Fig. 442.




[1]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen Thl. II, S. 259 u. flgde.*

Nehmen wir vorläufig an, die Leiter $a$ und $b$ haben den Flächenraum $\lambda_a$ und $\lambda_b$, sie seien von Strömen von der Intensität $i_a$ und $i_b$ durchflossen, so können wir dieselben in ihrer elektrodynamischen Wechselwirkung auf einander durch zwei kleine, auf ihren Ebenen senkrechte Magnete ersetzen, deren Momente $M_a = i_a \lambda_a \sqrt{\frac{1}{2}}$ und $M_b = i_b \lambda_b \sqrt{\frac{1}{2}}$ sind (§. 113). Dann ist das vom Strom $b$ auf Strom $a$ ausgeübte Drehungsmoment (vgl. §. 174) gleich $\frac{M_a M_b}{l^3} = \frac{1}{2} \frac{i_a i_b \lambda_a \lambda_b}{l^3}$. Setzen wir $i_b = 1$, $\lambda_a = \lambda_b = 1$, fliesst durch Leiter $a$ kein Strom und dreht sich derselbe in der Zeiteinheit um einen kleinen Winkel $\varphi$ um seine Halbirungslinie $cd$, so ist die dadurch in ihm erzeugte elektromotorische Kraft je nach der Drehungsrichtung $E = \pm \frac{1}{2} \frac{\varepsilon i_a \varphi}{l^3}$, wo $\varepsilon$ die Inductionsconstante ist. Ist die Drehungsgeschwindigkeit des Leiters $\varphi = 1$, $i_a = 2 l^3$, so ist

$$E = \varepsilon.$$

Die eben gegebene Definition der elektromotorischen Kraft schliesst also die Bedingung in sich, dass die Inductionsconstante gleich Eins sei.

Als elektrodynamische Einheit des Widerstandes bezeichnen wir den Widerstand eines Schliessungskreises, in welchem die eben definirte Einheit der elektromotorischen Kraft einen Strom von der elektrodynamischen Einheit der Intensität erzeugt. 1085

Diese elektrodynamischen Einheiten sind mit den elektromagnetischen zu vergleichen.

Umfliesst ein Strom, dessen Intensität in elektrodynamischem Maasse gleich Eins ist, einen Flächenraum $\lambda = 1$, und wirkt er auf einen ebensolchen Strom, so können wir nach §. 113 Magnete vom Moment $m = \sqrt{\frac{1}{2}}$ an Stelle der Ströme setzen. Wäre die Intensität der Ströme aber in elektromagnetischem Maass gleich Eins, so würden ihnen Magnete vom Moment Eins entsprechen. Haben wir also die Intensität eines Stromes in elektrodynamischem Maass gleich $I_d$ gefunden, und ist dieselbe in elektromagnetischem Maass gleich $I_m$, so ist

$$I_d = I_m \sqrt{2}.$$

Um also die nach elektromagnetischem Maass gemessene Intensität auf elektrodynamisches Maass zu reduciren, müssen wir die erstere mit $\sqrt{2}$ multipliciren. Die elektrodynamische Einheit $i_d$ verhält sich zur elektromagnetischen Einheit $i_m$ derselben wie $i_d : i_m = 1 : \sqrt{2}$.

Dasselbe Resultat ergäbe sich aus der Vergleichung der Wirkung eines kleinen Magnetes auf einen Magnetpol und eines kleinen geschlossenen Stromes auf ein einseitig unendlich verlängertes Solenoid.

1086 Befindet sich an Stelle des Leiters $b$, Fig. 439, ein Magnet vom Moment $M = em$, so ist die von jedem Pol desselben an dem Ort des Leiters $a$ ausgeübte elektromagnetische Kraft $\frac{m}{l^3}$. Dreht sich der Magnet um den kleinen Winkel $\varphi$ in der Zeiteinheit, so hat jeder seiner Pole die Geschwindigkeit $\frac{e}{2}\varphi$, und in dem Leiter $a$, dessen Fläche der Einheit gleich sei, wird eine elektromotorische Kraft inducirt, welche in elektromagnetischem Maass $E_m = 2 \cdot \frac{m}{l^3}\frac{e}{2}\varphi = \frac{M}{l^3}\varphi$ ist.

Dieselbe Kraft würde inducirt, wenn der Magnet ruhte und der Leiter $a$ mit derselben Drehungsgeschwindigkeit in entgegengesetzter Richtung um die Linie $cd$ gedreht würde.

Würde der Magnet $M$ durch einen Strom vom Flächenraum Eins ersetzt, so müsste er nach elektrodynamischem Maass die Intensität $I = M\sqrt{2}$ besitzen. Die durch diesen bei der Drehung des Leiters $a$ um den Winkel $\varphi$ inducirte elektromotorische Kraft wäre in elektrodynamischem Maass $E_d = \frac{1}{2}\frac{M\sqrt{2}}{l^3}\varphi = \frac{M}{l^3\sqrt{2}}\varphi$. Es verhält sich also $E_d : E_m = 1 : \sqrt{2}$, also $E_d = E_m \frac{1}{\sqrt{2}}$, und die elektrodynamische Einheit verhält sich zu der elektromagnetischen Einheit der elektromotorischen Kraft wie $\sqrt{2} : 1$.

1087 Bezeichnen wir, ebenso wie die Intensitäten $I$ und die elektromotorischen Kräfte $E$, so auch die nach elektrodynamischem und elektromagnetischem Maass gemessenen Widerstände $W$ mit den Indices $d$ und $m$, so haben wir die Gleichungen:

$$W_m = \frac{E_m}{I_m}.$$

Ist $E_m = I_m = 1$, so ist auch $W_m = 1$.

Würden wir für $E_m$ und $I_m$ ihre Werthe in elektrodynamischen Einheiten setzen, so ist $E_m = \sqrt{2}\, E_d$, $I_m = \frac{1}{\sqrt{2}} I_d$, also:

$$W_m = 2\,\frac{E_d}{I_d}.$$

Nach der Definition der elektrodynamischen Maasse ist aber $W_d$ für $E_d = I_d = 1$ gleichfalls gleich Eins. Es ist also

$$W_d = \frac{1}{2}\,W_m.$$

Die elektrodynamische Einheit des Widerstandes ist also doppelt so gross, als die elektromagnetische Einheit desselben.

Wir haben schon §. 773 angeführt, dass Kirchhoff, von den elektrodynamischen Maassen bei der Induction ausgehend, die Inductionsconstante $\varepsilon$ gleich Eins gesetzt und dadurch die Einheit des Widerstandes bestimmt hatte. Dieselbe ist, soweit die experimentelle Vergleichung der Versuche von Weber (§. 1063) und Kirchhoff (§. 773) überhaupt möglich ist, in der That ziemlich doppelt so gross, als die Weber'sche elektromagnetische Widerstandseinheit.

Da ein Strom von der elektromagnetischen Intensität Eins in einer 1088
Secunde 0,009421 Mllgr. Wasser zersetzt, so würde ein Strom von der elektrodynamischen Intensität Eins also nur $0{,}009421 \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} = 0{,}006664$ Milligramm Wasser zersetzen. Nach den Versuchen von Cazin (§. 44) würde ein solcher Strom in einer Secunde $\frac{9}{1358} = 0{,}00663$ Mllgr. Wasser zersetzen, was mit obigem Resultat gut übereinstimmt.

Wir haben endlich die bisher benutzten Maasssysteme der Stromes- 1089
constanten mit den am Anfang dieses Capitels erwähnten mechanischen Grundmaassen derselben zu vergleichen.

Wir haben schon Thl. I, §. 132 eine Methode angedeutet, durch welche wir die elektromotorische Kraft, die Intensität des Stromes einer Säule und die Widerstände in absolutem mechanischen Maasse messen können.

Die ersten exacteren Versuche dieser Art, durch welche die elektromagnetische Einheit der Stromintensität mit der mechanischen Einheit verglichen werden sollte, sind indess erst von Weber und Kohlrausch [1]) angestellt worden.

Eine Leydener Flasche wurde zu einer bestimmten Zeit mit Elektricität geladen. Sie wurde sodann mit einem Sinuselektrometer verbunden. Nach einiger Zeit wurde ihre innere Belegung mit einer an einem Seidenfaden hängenden Messingkugel von $159{,}46^{\mathrm{mm}}$ Radius berührt, und sodann wiederum die Verbindung mit dem Sinuselektrometer hergestellt. Fortgesetzte Beobachtungen des Standes der Nadel des letzteren vor und nach der Berührung ergaben die Abnahme der Ladung der Flasche mit der Zeit durch Bildung von Rückstand und Abgabe von Elektricität an die Luft. Man konnte so die Ladung derselben unmittelbar vor und nach der Berührung mit der Kugel bestimmen. So ergaben sich die Elektricitätsmengen $E_1$ und $E$, welche bei derselben in der Flasche blieben und in die Kugel übergingen, entsprechend dem Verhältniss 1:0,03276. Die mit

[1]) Kohlrausch und Weber, Elektrodyn. Maassbestimmungen. Zurückführung der Stromintensitätsmessungen auf mechanisches Maass. Abhandl. der Königl. Sächs. Ges. Leipzig 1856*. — Wir müssen uns darauf beschränken, den Gang der Untersuchung anzudeuten.

der Elektricität $E$ geladene Kugel wurde mit der Standkugel einer Coulomb'schen Drehwage, welche 11,537$^{mm}$ Halbmesser hatte, berührt. Nach den Formeln von Plana[1]) ergiebt sich, dass hierbei die Elektricität sich zwischen der grossen und kleineren Kugel im Verhältniss von $E:e = 1:0,0079377$ theilt. Die Standkugel wurde in die Drehwage eingeführt, mit der ihr fast gleichen, beweglichen Kugel derselben berührt, welche vor der Elektrisirung in einem Winkelabstand von 90° von ihr entfernt war, und nun durch Torsion des die letztere tragenden Fadens dieselbe Einstellung wieder herbeigeführt. Der Abstand beider Kugeln von der Drehungsaxe betrug 93,53$^{mm}$ und 61,7$^{mm}$, ihr Abstand von einander 112,05$^{mm}$. Bezeichnet man also die in die Standkugel eingeführte Elektricitätsmenge mit $e$, so ist die Abstossung beider Kugeln $A = \frac{1}{4}\frac{e^2}{112,05^2}$. Da indess die Elektricitäten nicht im Mittelpunkte derselben concentrirt gedacht werden können, so ist nach den Formeln von Poisson[2]) eine Correction anzubringen, durch welche der Nenner auf $4 . 112,1743^2$ reducirt wird. Fällt man von der Drehungsaxe auf die Verbindungslinie beider Kugeln ein Loth, dessen Länge sich zu $l = 51,5^{mm}$ berechnet, so ist das durch die Abstossungskraft auf die bewegliche Kugel ausgeübte Drehungsmoment gleich $Al = \frac{e^2}{977}$.

Die Einheit des Drehungsmomentes würde also ausgeübt werden, wenn in beide Kugeln die Elektricitätsmenge $e_0 = \sqrt{977} = 31,25$ eingeführt worden wäre, wo wir die Elektricitätsmengen in der oben angegebenen Einheit messen.

Es wurde nun vermittelst eines an dem Arm der Drehwage befestigten Spiegels durch Scala und Fernrohr der Torsionswinkel $\vartheta$ des die bewegliche Kugel der Wage tragenden Fadens zu verschiedenen Zeiten abgelesen und aus seiner Abnahme berechnet, welcher Winkel sich ergeben hätte, wenn die Standkugel unmittelbar nach der Berührung der grossen Kugel vor dem Elektricitätsverlust in die Drehwage hätte eingeführt werden können. Sodann wurden an den Faden Körper von berechenbarem Trägheitsmoment $k$ gehängt, z. B. eine flache kreisrunde Messingscheibe, ein horizontaler Messingcylinder, und deren Schwingungsdauer $t$ bestimmt. Die Directionskraft des Fadens ergiebt sich hieraus zu $D = \frac{\pi^2 k}{t^2}$. War $\vartheta$ in Theilen des Halbmessers bestimmt, so war das von der Drehwage ausgeübte Drehungsmoment $D\vartheta = 1$, wenn $\vartheta = 0,0019757$ Bogenminuten betrug. Hiernach liess sich wiederum das Drehungsmoment $Al$ unmittelbar aus dem Drehungswinkel $\vartheta$ des Fadens, und so auch der Werth $e$, $E$ und $E_1$ bestimmen.

---

[1]) Plana, Mém. sur la distribution de l'électricité à la surface de deux sphères. Turin 1845. — [2]) Poisson, Mémoires de l'Institut. Année 1811*.

Die Leydener Flasche wurde nun nach 3 Secunden durch einen Multiplicator entladen, während zugleich in den Schliessungskreis eine Wassersäule zur Verzögerung der Entladung eingeschaltet war. Die Elektricität in der Flasche war während der 3 Secunden auf $E_2$ gesunken, welcher Werth sich aus $E_1$ berechnen lässt [1]). Der Multiplicator bestand aus einem kreisförmigen Ringe von Messing, in welchen in einer Rinne von rechteckigem Querschnitte 5635 Drathwindungen eingewunden waren. Der Drath war sehr gut übersponnen und mit Collodium lackirt. In dem Multiplicator hing ein Magnetstab, dessen Ablenkungen durch den Entladungsstrom der Leydener Batterie mittelst Spiegel, Scala und Fernrohr bestimmt wurden. Der Magnetstab befand sich in einer 20 Pfund schweren dämpfenden Kupferhülle.

Aus dem ersten Ausschlag kann man nach §. 217 die Winkelgeschwindigkeit $c$ berechnen, welche die Nadel hierbei erhält. Dieselbe ist durchaus unabhängig von der Zeit, in welcher die Elektricitätsmenge der Flasche durch den Multiplicator hindurchgeht, sondern nur von der Elektricitätsmenge selbst abhängig, vorausgesetzt dass die Zeit des Durchganges gegen die Oscillationsdauer der Nadel klein ist.

Nach den §. 163 u. flgde. angegebenen Regeln lässt sich aus den Dimensionen des Multiplicators u. s. f. das Drehungsmoment $\Delta$ berechnen, welches ein Strom von der elektromagnetischen Intensität Eins auf die Nadel in demselben ausübt. Ist die Zeitdauer dieses Stromes $\tau$, das Trägheitsmoment der Nadel $k$, so wird sie durch den Strom die Winkelgeschwindigkeit $c = \frac{\Delta \tau}{k}$ erhalten, wo wiederum $k$ durch die Gleichung (1) §. 217, eliminirt werden könnte. Hat nun der Strom der Leydener Flasche der Nadel ebenfalls die Winkelgeschwindigkeit $c$ gegeben, so ist die durch denselben entladene Elektricitätsmenge $E_2$ ebenso gross, wie die durch einen Strom von der elektromagnetischen Intensität Eins während der Zeit $\tau = \frac{k c}{\Delta}$ durch den Multiplicator geführte Elektricitätsmenge. $E_2$, ebenso wie $k$, $c$, $D$, sind aber bei verschiedenen Versuchen beobachtet, man kann also $\tau$ berechnen. Will man also die Menge der positiven Elektricität finden, welche während der Zeiteinheit jeden Querschnitt der Leiter durchfliesst, wenn der dadurch erzeugte Strom die absolute elektromagnetische Intensität Eins haben soll, so muss man $E_2$ durch $\tau$ dividiren. Als Mittel von fünf Versuchen erhält man so diese Menge in der am Anfang des Paragraphen angegebenen, mechanischen Einheit der Elektricitätsmengen

$$v = 310740 . 10^6 \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden}}.$$

[1]) Vergl. Kohlrausch, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 56. 1854*.

Bei der grossen Schwierigkeit der Ausführung dieser Versuche, bei denen Uebergänge des Entladungsstromes der Leydener Flasche zwischen den Windungen des Multiplicators u. f. nur sehr schwer zu vermeiden sind, dürfte obiger Zahl eine allzu grosse Genauigkeit nicht beigemessen werden.

1090 Um also die in elektromagnetischem Maass gemessenen Stromintensitäten $I_m$ in mechanischen Einheiten als $I_e$ auszudrücken, müssen sie mit obigem Werth $v$ multiplicirt werden. Es ist also

$$I_e = I_m . 310740 . 10^6.$$

Das mechanische Maass der Stromintensität ist hiernach $310740 . 10^6$mal kleiner als das elektromagnetische.

1091 Die Dimensionen von $v$ ergeben sich hierbei folgendermaassen: Wirken zwei in elektrostatischem Maasse gemessene Elektricitätsmengen $E$ und $E_1$ auf einander in der Entfernung $l$, so ist die $E$ bewegende Kraft:

$$K = \frac{E E_1}{l^2}.$$

Die Dimension von $K$ ist $L . M . T^{-2}$, also die Dimension von $E$ in elektrostatischem Maasse gleich $L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}$. Da nun nach §. 1072 die Dimension der Quantität Elektricität in elektromagnetischem Maasse gleich $L^{1/2} M^{1/2}$ ist, so müssen die in elektromagnetischem Maasse gemessenen Elektricitäten, um sie in elektrostatisches Maass überzuführen, mit einer Grösse $v$ multiplicirt werden, deren Dimension durch $L . T^{-1}$ ausgedrückt wird, die also einer Geschwindigkeit entspricht (vgl. auch das Schlusscap.).

Die Dimension der Stromintensität, in elektromagnetischem Maasse gemessen ist nach §. 1072 durch $L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}$ ausgedrückt; in mechanischem Maasse ist sie demnach $L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}$.

1092 Nach §. 1085 wird die Intensität $I_d$ in elektrodynamischem Maass aus der in elektromagnetischem Maasse gemessenen Intensität $I_m$ durch Multiplication mit $\sqrt{2}$ erhalten, also

$$I_e = \frac{310740 . 10^6}{\sqrt{2}} I_d.$$

Da ferner ein Strom von der elektromagnetischen Intensität Eins in einer Secunde 0,009421 Mllgr. Wasser zersetzen kann, so muss der zur Zersetzung von 1 Mllgr. Wasser in der Secunde erforderliche Strom in mechanischem Maasse die Intensität $\frac{310740 . 10^6}{0{,}009421} = 32983 . 10^9$, der zur Abscheidung von 1 Mllgr. Wasserstoff erforderliche eine 9mal so grosse Intensität, also die Intensität $296847 . 10^9$ haben müssen.

Wir werden im folgenden Capitel beweisen, dass die Arbeit, welche eine elektromotorische Kraft $E$ in einem Schliessungskreise leistet, in welchem die Stromintensität $I$ ist, gleich $E \,.\, I$ ist. Ist die elektromotorische Kraft und Intensität einmal in elektromagnetischem, dann in mechanischem Maass gemessen, und berechnen wir die entsprechenden Werthe mit den Indices $m$ und $e$, so muss, da in beiden Fällen die Arbeit die gleiche ist, 1193

$$E_m I_m = E_e I_e$$

sein; d. h., da $I_e = v\, I_m$, muss

$$E_e = \frac{1}{v}\, E_m = \frac{1}{310740 \,.\, 10^6}\, E_m \text{ sein.}$$

Das **mechanische Maass der elektromotorischen Kraft** ist hiernach $310740 \,.\, 10^6$ mal grösser, als das elektromagnetische.

Da die Dimension der elektromotorischen Kraft in elektromagnetischem Maasse gleich $L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}$ ist, so ist die Dimension derselben in mechanischem Maasse gleich $L^{1/2} M^{1/2} T^{1}$.

Die directe **Vergleichung der elektromagnetischen Einheit der elektromotorischen Kraft mit der elektrostatischen (mechanischen) Einheit derselben**, also wiederum die Bestimmung des Werthes $v$, würde in der Weise vorzunehmen sein, dass man etwa zwei Kugeln von bekanntem Radius, etwa die feste und bewegliche Kugel einer Drehwage mit dem einen Pol einer starken vielpaarigen Säule verbände, deren elektromotorische Kraft in elektromagnetischem Maasse bestimmt wäre, und den anderen Pol der Säule ableitete. Man könnte dann aus der Abstossung der beiden Kugeln die auf ihrer Oberfläche angehäuften Elektricitätsmengen in mechanischem Maasse, also das Potential derselben auf das Innere der Kugeln, d. h. die elektromotorische Kraft der Säule bestimmen und somit das Verhältniss der elektromotorischen Kraft in mechanischem und elektromagnetischem Maass berechnen [1]). 1094

Aehnliche Versuche sind neuerdings von Branly [2]) angestellt worden. Da indess die Zahlenangaben nicht ganz fehlerfrei zu sein scheinen, so lässt sich aus denselben der Werth $v$ nicht mit Sicherheit berechnen.

Zur Bestimmung des Werthes $v$ kann man nach den Angaben des §. 1093 ebenso gut Vergleichungen elektromotorischer Kräfte, wie von Stromintensitäten anstellen. Hierauf beruhen einige von Maxwell [3]) und W. Thomson angewendete Methoden. 1095

---

[1]) Vergl. Thomson, Phil. Mag. [4] Vol. V, p. 404. 1853*. — [2]) Branly, Compt. rend. T. LXXV, p. 431. 1872*. — [3]) Bei anderen Versuchen von Branly (Compt. rend. T. LXXVII, p. 1420. 1873*) wurde der nicht abgeleitete Pol einer Säule von 500 Elementen Zink-Platin in Kochsalzlösung durch einen Foucault'schen Interruptor, an dessen Axe zwei kleine Stahlkugeln befestigt waren, $n$ (4 bis 12) mal in der Secunde mit einer isolirten Metallkugel verbunden, welche durch ein Galvanometer mit der Erde

Maxwell[1]) lud vermittelst einer grossen Batterie von 2600 mit Quecksilberchloridlösung geladenen Elementen einen Condensator. Derselbe bestand aus einer feststehenden, verticalen, kreisförmigen Platte von 15 Ctm. Durchmesser, die durch eine Mikrometerschraube vor- und zurückgestellt werden konnte. Die Platte war von einem dicken Metallring von 17,5 Ctm. Durchmesser umgeben, in den vorn eine Oeffnung von 10,8 Ctm. Durchmesser angebracht war, in welcher an dem einen Ende eines horizontalen Hebels die zweite Condensatorplatte von 10,4 Ctm. Durchmesser conaxial mit der ersten und dem Ringe hing. Der Hebel wurde vermittelst eines weichen Kupferdrathes (bei dem also die elastische Nachwirkung nicht ausgeschlossen ist, vergl. §. 257) an dem Kopf einer Torsionswaage befestigt. An der nicht elektrischen Seite dieser Scheibe war eine Glasscala befestigt, an der man vermittelst eines Mikroskops die Stellung der Platte ablas. Wurden zuerst beide Platten des Condensators in Contact gebracht, und wurde dann die feststehende durch Drehung der Mikrometerschraube vorwärts bewegt, so konnte man die Einstellung der letzteren mit der der Glasscala vergleichen. Auf der Hinterseite der Condensatorplatten waren, durch Glasplatten von denselben getrennt, zwei kreisförmige Drathspiralen befestigt, durch welche ein Strom so geleitet wurde, dass sie sich abstiessen. Um hierbei die Einwirkung des Erdmagnetismus auf die Spirale an der beweglichen Platte zu eliminiren, war am anderen Ende des Hebels der Torsionswaage gleichfalls eine vom Strom, aber in entgegengesetzter Richtung durchflossene, gleiche Spirale befestigt. Zugleich war ein Galvanometer mit zwei Drathwindungsreihen, einer langen und kurzen, in grösserer Entfernung vom Apparat aufgestellt.

Es wurde nun durch einen Schlüssel der eine Pol der grossen Batterie mit der festen Platte verbunden, der Strom sodann durch sehr grosse Widerstandsrollen geleitet, dann verzweigt zwischen einem System von Widerstandsetalons und der einen Drathrolle des Galvanometers, und darauf zum anderen Pol der Säule geleitet, der zugleich mit der Erde und dem Gestell des

---

verbunden war und die Ablenkung bestimmt, welche der aus den obigen Versuchen zu berechnenden, durch dasselbe in der Secunde zur Erde fliessenden Elektricitätsmenge entsprach. Wurde sodann der Strom eines Daniell'schen Elementes durch einen Widerstand von 1000 Quecksilbereinheiten geleitet und davon ein kleiner Bruchtheil ($^1/_{336000}$) durch das Galvanometer derivirt, so konnte aus der Ablenkung die dem ganzen Strom entsprechende Ablenkung berechnet werden. Durch Vergleichung der letzteren mit der Ablenkung bei Entladung der durch die Säule geladenen Kugel konnte die durch jeden Querschnitt der Schliessung des Daniell'schen Elementes in der Secunde durchgehende Elektricitätsmenge berechnet werden.

Die erhaltenen Resultate werden indess von Branly selbst noch nicht als definitive angesehen. Dass bei verschiedenen Säulen und Kugeln die Ablenkung des Galvanometers bei den ersten Versuchen proportional der elektromotorischen Kraft der Säule, der Grösse der angewandten Kugel und der Zahl *n* der Ladungen derselben entspricht, ist von vornherein zu erwarten. — [1]) J. Clerk Maxwell, Phil. Trans. 1868, p. 643; Phil. Mag. [4] Vol. XXXVI, p. 316. 1868*.

Apparates verbunden war. Zugleich wurde der eine Pol einer anderen Batterie durch einen Schlüssel mit der zweiten, kürzeren Windungsreihe des Galvanometers verbunden, von da durch die feste Rolle, dann durch den Aufhängedrath zur beweglichen Rolle und durch einen in der Axe der Drehwaage vertical abwärts gehenden Drath und einen Quecksilbernapf zum anderen Pol der Batterie geführt. Waren gleichzeitig beide Schliessungskreise durch die Schlüssel geschlossen, so wurde die Mikrometerschraube gedreht, bis die bewegliche Condensatorplatte mit der daran befestigten Rolle in Ruhe blieb; zugleich aber die die Widerstandsetalons enthaltende Zweigleitung zum Galvanometer, welchen der Strom der grossen Batterie durchfloss, so lange geändert, bis die Galvanometernadel auf Null stand. Alle Widerstände des Galvanometers und der Rollen waren genau bestimmt. Endlich wurde derselbe Strom durch beide Windungsreihen des Galvanometers geleitet und durch eine Brückenleitung zu der einen die Nadel des Galvanometers auf Null gestellt. Es ergab sich hierdurch das relative Drehungsmoment beider Windungsreihen.

Durch die Ringe um die Condensatorplatten wird die Vertheilung der Elektricitäten in ihnen durchaus gleichmässig, und es lässt sich berechnen, dass wenn $E$ die Potentialdifferenz zwischen beiden Platten in elektromagnetischem Maasse, $v$ das Verhältniss der elektromagnetischen und elektrostatischen oder mechanischen Einheit der elektromotorischen Kraft, $a$ der Radius der kleineren Platte, $b$ der Abstand der Platten ist, die Anziehung derselben in mechanischem Maasse

$$\frac{E^2}{8v^2}\frac{a^2}{b^2}$$

ist. Sind ferner die Zahlen der Drathwindungen der Spiralen $n$ und $n_1$, $a_1$ und $a_2$ ihre mittleren Radien, $b'$ der mittlere Abstand ihrer Ebenen, so ist beim Durchgang eines Stromes von der Intensität $i$ durch dieselben in entgegengesetzter Richtung die Abstossung

$$2\pi n n_1 A i^2$$

wo

$$A = E_c tg^2\varphi - 2(F_c - E_c)\frac{b_1 \sin\varphi}{2\sqrt{a_1 a_2}}$$

und

$$c = \sin\varphi = \frac{2\sqrt{a_1 a_2}}{\sqrt{(a_1 + a_2)^2 + b_1{}^2}}$$

ist, und $E_c$ und $F_c$ die bekannten elliptischen Functionen sind. Ist $b_1$ klein gegen $a_1$, so wird $A = \frac{2a_1}{b_1}$. Ist Gleichgewicht in der Torsionswaage hergestellt, so ist demnach

$$\frac{E^2}{8v^2}\frac{a^2}{b^2} = 2\pi n n_1 A i^2,$$

oder, wenn die elektromotorische Kraft des Stromes $i$ gleich $E_1$, der Gesammtwiderstand $W$ ist,

$$\frac{E^2}{8v^2}\frac{a^2}{b^2} = 2\pi n n_1 \frac{E_1^2}{W^2}$$

Da nun alle Widerstände in den Leitungen beider Ströme so weit verglichen sind, dass das Verhältniss $E:E_1$ bestimmt werden kann, kann auch $v$ in $W$ ausgedrückt werden. Es ergab sich als Mittel mehrerer Versuche

$$v = 28{,}798 \text{ Ohmad,}$$

also beträchtlich kleiner, als der von Weber für $v$ gefundene Werth. Indess dürfte nach Maxwell doch dieser Werth, obgleich die einzelnen Resultate im Maximum nur um $^1/_{28}$ von einander abweichen, noch zu controlliren sein, da die Inconstanz der Ketten, eventuell auch Ableitungen der Elektricität von der beweglichen Platte, und wohl auch die elastische Nachwirkung des Kupferdrathes (vgl. §. 257) störend einwirken konnten.

1096 W. Thomson[1]) leitet den Strom von 60 Daniell'schen Elementen erst durch eine der beiden, parallel gestellten, festen Rollen eines Dynamometers, sodann durch die dazwischen gehängte bewegliche Rolle desselben, zu der die Zuleitung des Stromes durch den Aufhängedrath von Kupfer (vgl. indess §. 257), die Ableitung nach unten durch eine dünne Platindrathspirale hergestellt ist, und endlich durch die zweite feste Rolle und einen 10000 Widerstandseinheiten der British Associaton haltenden Etalon zur Säule zurück. Die Ablenkung der in 13 Secunden eine Schwingung machenden, beweglichen Rolle wird an einer $4{,}5^{m}$ entfernten Scala mittelst Spiegel und Fernrohr bis auf 0,1 Proc. genau beobachtet. Die Eintrittsstelle des Stromes in das Dynamometer und die Austrittsstelle aus dem Widerstandsetalon werden mit den beiden Platten eines absoluten Elektrometers[2]) verbunden und so wird die Potentialdifferenz an den Polen der Säule gemessen. Durch einen Stromwender konnte die Stromesrichtung umgekehrt werden.

Um den Widerstand der Rollen des Dynamometers zu messen, wurden die Elektroden eines Quadrantelektrometers einmal mit den äussersten Enden der drei vereinten Rollen, sodann mit den Enden des Widerstandsetalons verbunden. Das Verhältniss der beobachteten Potentialdifferenzen entsprach dem Verhältniss der Widerstände. Vor und nach der Versuchsreihe wurde das Trägheitsmoment der beweglichen Rolle, und während derselben die Schwingungsdauer derselben mit und ohne Einwirkung des Stromes bestimmt. Beide letzteren Werthe waren fast ganz gleich. Die Wirkung des Erdmagnetismus wurde durch fernliegende,

---

[1]) W. Thomson, Rep. Brit. Assoc. 1869. p. 434*. — [2]) Die Beschreibung desselben vgl. Rep. Brit. Assoc. 1867. p. 497*.

grosse Magnete compensirt, so dass bei Umkehrung des Stromes sich die Stellung der beweglichen Rolle nicht änderte.

Da hier die Intensität $I_m$ des Stromes am Dynamometer, sowie der Widerstand $R_m$ seiner Schliessung in elektromagnetischem Maasse gemessen ist, so erhält man die elektromotorische Kraft $E_m = I_m R_m$ in elektromagnetischem Maasse; während die Messung derselben am absoluten Elektrometer sie gleich $E_e$ in mechanischem (elektrostatischem) Maasse ergiebt.

Aus einer Vergleichung beider Werthe folgt nach einer noch nicht ganz abgeschlossenen Reihe von 11 Beobachtungsserien das Verhältniss $\frac{E_m}{E_e} = v$ im Mittel gleich 28,25 . $10^{10}$ . (27,54 bis 29,2 . $10^{10}$.)

Die elektromotorische Kraft von 1000 Daniell'schen Zellen würde eine Potentialdifferenz hervorbringen, welche die Einheit (einen Quadratdecimeter) der ebenen Fläche zweier in einem Millimeter Abstand befindlicher Condensatorplatten so stark ladet, dass jene Flächen sich mit der Kraft von 5,7 Grammen (nach früheren Angaben 3,57 Gramm) anziehen, wodurch sich die Potentialdifferenz oder elektromotorische Kraft in mechanischem Maass gleich 3,74 ergiebt [1]).

Auf eine andere Art hat W. Weber das Verhältniss der mechanischen, 1097
elektrodynamischen und elektromagnetischen Einheit der elektromotorischen Kraft festzustellen versucht. Man kann die mechanische Einheit der elektromotorischen Kräfte auch als diejenige Kraft definiren, durch welche zwei vereinte Masseneinheiten positiver und negativer Elektricität mit der Geschwindigkeit Eins auseinander getrieben werden. Nach der von W. Weber aufgestellten Theorie der Induction (vergl. den letzten Abschnitt), welche für geschlossene Ströme zu denselben Resultaten führt, wie die übrigen Theorieen, ist die elektromotorische Kraft, welche in einem Leiterelement $ds$ inducirt wird, wenn die Richtung desselben auf einem in seiner Verlängerung im Abstand $r$ liegenden, vom Strom $i$ durchflossenen Element $ds_1$ senkrecht steht und dasselbe parallel der Richtung von $ds_1$ und entgegengesetzt der Richtung des Stromes $i$ mit der Geschwindigkeit Eins fortbewegt wird, in mechanischem Maasse

$$E_e = \frac{\sqrt{2}}{310740.10^6} \frac{ds\, ds_1}{r^2}\, i.$$

Ist also $ds = ds_1$, $r = 1$ und verhält sich die Intensität des inducirenden Stromes zu der Einheit der Intensität, wie die Längeneinheit zu $ds$, so ist

$$E_e = \frac{\sqrt{2}}{310740.10^6}.$$

1) W. Thomson, Proceed. Roy. Soc. Febr. 23. Apr. 12. 1860. Phil. Mag. 1860. Juli-Dec.

In elektrodynamischem Maasse gemessen wäre diese elektromotorische Kraft $E_d = 1$, also

$$E_e = E_d \frac{\sqrt{2}}{310740.10^6}.$$

Um also die in elektrodynamischem Maasse gemessenen elektromotorischen Kräfte auf mechanisches Maass zu reduciren, sind sie mit $\frac{\sqrt{2}}{310740.10^6}$ $= \frac{\sqrt{2}}{v}$ zu multipliciren.

Da das Verhältniss der elektrodynamischen und elektromagnetischen Maasse der elektromotorischen Kräfte gleich $\sqrt{2}:1$ ist, so erhält man die elektromotorische Kraft in elektromagnetischem Maasse wiederum gleich

$$E_e = \frac{1}{v} E_m = \frac{1}{310740.10^6} E_m.$$

1098 Ist endlich der Widerstand eines Schliessungskreises in mechanischem Maasse $W_e$, so ist nach den am Anfang dieses Capitels gegebenen Definitionen

$$W_e = \frac{E_e}{I_e}$$

und bei Einführung der für $E_e$ und $I_e$ in elektrodynamischem und elektromagnetischem Maasse gefundenen Werthe:

$$W_e = \frac{2}{v^2} W_d = \frac{1}{v^2} W_m.$$

Das mechanische Maass des Widerstandes ist also $\frac{v^2}{2}$ mal so gross als das elektrodynamische und $v^2$ mal so gross, als das elektromagnetische.

Da die Dimension des Widerstandes in elektromagnetischem Maasse $L T^{-1}$ ist, so folgt hieraus die Dimension desselben in elektrostatischem Maasse gleich $L^{-1} T$.

1099 Etwas anders gestalten sich die mechanischen Einheiten nach der Theorie von W. Weber. Derselbe nimmt an, dass jeder galvanische Strom aus einem Doppelstrom von gleich viel positiver und negativer Elektricität bestehe, die neben einander in entgegengesetzter Richtung die Leitung durchfliessen (s. d. letzten Abschnitt). Nach dieser Annahme würde die der elektromagnetischen Einheit der Stromintensität entsprechende Menge von positiver oder von negativer Elektricität, welche in

der Zeiteinheit durchfliessen muss, in mechanischem Maasse gleich der Hälfte der oben gefundenen Zahl $v$, also gleich

$$155370 \cdot 10^6 \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden}}$$

sein.

Aus Gründen, die wir ebenfalls erst im letzten Abschnitt erwähnen können, setzt Weber den Werth

$$C = 4 \cdot 155370 \cdot 10^6 \cdot \sqrt{1/2} = 439450 \cdot 10^6,$$

wonach

$$I_m = I_{ew} \frac{2\sqrt{2}}{C}; \quad I_d = I_{ew} \frac{4}{C}$$

$$E_m = E_{ew} \frac{C}{2\sqrt{2}}; \quad E_d = E_{ew} \frac{C}{4}$$

$$W_m = W_{ew} \frac{C^2}{8}; \quad W_d = W_{ew} \frac{C^2}{16}$$

wird, wenn wir mit dem Index *ew* die in Weber'schen mechanischen Einheiten gemessenen Constanten bezeichnen [1]).

---

[1]) Schon früher hatte man sich vielfach bemüht, die Elektricitätsmengen zu bestimmen, welche durch Wasser hindurchgeleitet werden müssen, um eine bestimmte Quantität desselben in seine Bestandtheile zu zerlegen. Derartige Versuche sind namentlich von Faraday, Buff und Becquerel ausgeführt worden.

Faraday (Exp. Res. Ser. III, §. 364. 1833*; Ser. VII, §. 861. 1834*) lud eine Batterie von 15 Leydener Flaschen und etwa 3500 Quadratzoll Oberfläche (innere Belegung) durch 30 Umdrehungen der Scheibe einer Elektrisirmaschine, deren Conductor 12 Fuss lang war und eine Oberfläche von 1422 Quadratzoll hatte. Bei jeder Umdrehung konnten etwa 10 bis 12 einen Zoll lange Funken aus dem Conductor gezogen werden. Der Entladungsstrom der Batterie lenkte die Nadel eines Galvanometers um etwa 22,5° ab. Dieselbe Ablenkung erhielt er durch den 3,2 Secunden dauernden Strom eines Elementes, welches aus zwei $1/18$ Zoll dicken Kupfer- und Zinkdräthen bestand, die in einem Abstand von $5/16$ Zoll, $5/8$ Zoll tief in saures Wasser (auf 4 Unzen Wasser ein Tropfen Schwefelsäure) getaucht waren. Faraday schliesst hiernach, dass die bei 800000 Entladungen der Batterie bewegte enorme Elektricitätsmenge nur 1 Gramm Wasser zersetzen würde.

Eines analogen Verfahrens bedient sich Buff (Ann. der Chem. und Pharm. Bd. LXXXVI, S. 28. 1853*; Compt. rend. T. XXII, p. 395. 1846*) bei genaueren Versuchen. Der Strom eines constanten Elementes wurde durch einen Multiplicator (vergl. §. 229) und ein Voltameter geleitet. Ein Strom, welcher die Nadel des ersteren um 45° ablenkte, konnte hiernach 1 Milligramm Wasserstoff aus Wasser in 25096,5 Minuten, ein Strom, der die Nadel um 7,93° ablenkte, dieselbe Menge in 181917 Minuten abscheiden. Das eine Ende des Multiplicatordrathes wurde mit der einen Belegung einer isolirten Maassflasche von 6,4 Quadratdecimeter Oberfläche, das andere mit der Erde verbunden. Die zweite Belegung der Flasche wurde durch den Conductor der Elektrisirmaschine geladen, und ihr in einer bestimmten Entfernung ein mit der anderen Belegung verbundener Metallknopf gegenübergestellt. Die aus der Ablenkung der Multiplicatornadel berechnete Intensität des Entladungsstromes ergab sich innerhalb gewisser Grenzen proportional dem Product aus der Zahl der Entladungen der Flasche in der Minute mit der in Millimetern gemessenen Schlagweite. Betrug dieses Product 100, so wurde die Multiplicatornadel constant um 7,93° abgelenkt. Es würde also nach den oben gemachten Angaben der Entladungsstrom der Flasche bei 181917 Entladungen durch

1100 Die verschiedenen Arten, die Constanten des Stromes und des Magnetismus zu messen, führen, wie wir gesehen haben, zu sehr verschie-

---

eine Schlagweite von 100mm eine Elektricitätsmenge in Bewegung setzen, welche 1 Mllgr. Wasserstoff aus Wasser abschiede. Eine Batterie von 25 Quadratdecimeter Oberfläche würde also 45480 mal geladen werden müssen, um bei einer gleichen Schlagweite dieselbe Wirkung hervorzurufen.

Becquerel (Compt. rend. T. XXII, p. 395. 1846*) hat endlich die Polarisation $A$ bestimmt, welche Goldelektroden in einem Voltameter durch den Schlag einer Leydener Batterie erfahren, und sodann durch dieselben den Strom eines Elementes geleitet, welches aus einem mit zinkhaltigem Quecksilber gefüllten Pfeifenkopf bestand, der mit einer Platinplatte umgeben und so in Wasser gesenkt war. Auch hier wurde die in einer kleinen Zeit der Schliessung erzeugte Polarisation $B$ bestimmt. Sind die Werthe $A$ und $B$ gleich, so sollen auch die in beiden Fällen durch das Voltameter hindurchgegangenen Elektricitätsmengen gleich sein. Indem nun die durch das Galvanometer bestimmte Intensität des Stromes des Elementes mit der eines constanten Elementes verglichen wurde, dessen Strom in einem Kupfervitriolvoltameter Kupfer ausscheidet, kam Becquerel zu dem Resultat, dass, um 1 Gramm Kupfer aus einer Lösung von schwefelsaurem oder salpetersaurem Kupferoxyd auszuscheiden, eine Elektricitätsmenge durch dieselbe hindurchgehen müsste, welche eine Batterie von 1 Quadratmeter Oberfläche 14523200 mal laden könnte.

Bei den grossen Mängeln dieses Verfahrens können wir dem letzteren Resultat keine besondere Bedeutung beilegen.

Weber und Kohlrausch (Elektrodynamische Maassbestimmungen. 1856*) haben endlich, freilich unter manchen besonderen Annahmen, auch direct die Kraft zu berechnen versucht, welche zur Zersetzung von 1 Mllgr. Wasser erforderlich ist. Da der Widerstand von verdünnter Schwefelsäure vom specif. Gewicht 1,25 nach Horsford 696700 mal grösser als der des Silbers, also etwa $0{,}7417 . 696700 = 516750$ mal grösser ist, als der des Kupfers, der Widerstand eines Kupferdrathes von 1mm Länge und 1 □mm Querschnitt in absolutem elektromagnetischen Maasse $= 274100$ ist (Weber, Abhandl. der Göttinger Ges. V, Anwendung der Induction auf Inclinationsmessungen), so würde der Widerstand eines gleichen, mit der verdünnten Schwefelsäure gefüllten Raumes in absolutem elektromagnetischen Maass $= 141640 . 10^6$ sein. Unter der freilich sehr gewagten Voraussetzung, dass der Strom nur durch das Wasser geht, welches sich in einzelnen Längsfäden zwischen die Schwefelsäure lagern sollte, würde, da die Mischung $^9/_{10}$ Wasser enthält, der Widerstand des Wassers allein für 1mm Länge und 1 □mm Querschnitt in der Mischung $W_m = 127476 . 10^6$ oder in mechanischem Maasse $W_{ew} = \frac{8}{C^2}\, W_m = \frac{127476}{155370^2 . 10^6}$ sein. Die zur Zersetzung von 1 Mllgr. Wasser in einer Secunde erforderliche Intensität beträgt nach Weber in elektromagnetischem Maasse $106^2/_3$, also in mechanischem Maasse $I_{ew} = 106^2/_3 . 155370 . 10^6$. Dieser Werth entspricht zugleich der Quantität $q$ an positiver und negativer Elektricität, welche nach den Vorstellungen von Weber in einem Doppelstrom durch die metallischen Theile der Leitung in der Secunde hindurchgeht. Im Wasser selbst soll nach denselben Vorstellungen nicht ein Doppelstrom stattfinden, sondern die in 1 Mllgr. Wasser enthaltenen Sauerstoffatome, welche mit der Elektricität $-2q$ geladen sind, geben an die positive Elektrode $-1q$ ab, welches in derselben weiter strömt, während sich das in der Elektrode ankommende $+1q$ mit dem übrigbleibenden $-1q$ des Sauerstoffes neutralisirt. Ebenso enthielte der Wasserstoff in 1 Mllgr. Wasser $+2q$ (vergl. Thl. I, §. 426). Die elektromotorische Kraft, welche erforderlich ist, um an den beiden Enden des 1mm langen Wasserfadens wirkend, einen Strom von der Intensität $I_{ew}$ zu erzeugen, ist $E_{ew} = I_{ew} . W_{ew} = \frac{106^2/_3 . 127476}{155370}$. Die Kraft, mit welcher also diese elektromotorische Kraft auf die im Wasserstoff oder im Sauerstoff enthaltene Elektricität $2q$ wirkt, ist

$$2q E_{ew} = 2 . (106^2/_3)^2 . 127476 . 10^6.$$

Denken wir uns den einen dieser Stoffe fest, so würde durch diese Kraft der andere mit der Geschwindigkeit von 1mm in der Secunde fortgetrieben.

denen Dimensionen ihrer Einheiten in Bezug auf die Länge, Masse und Zeit. Wir wollen im Folgenden der Uebersichtlichkeit halber die schon früher gegebenen Data mit einigen anderen zusammenstellen [1]).

Die **Geschwindigkeit** ist das Verhältniss einer Länge zu einer Zeit. Es ist also ihre Dimension

$$Dim\ c = \frac{L}{T}.$$

Als Einheit der **bewegenden Kraft** bezeichnen wir eine Kraft, die, in der Zeit Eins auf jedes Massentheilchen wirkend, der Masse $m$ die Geschwindigkeit Eins ertheilt. Ist also jene Kraft $K$, so ist, wenn sie die Zeit $t$ wirkend, die Geschwindigkeit $c$ erzeugt

$$mc = Kt, \quad \text{d. h.}\ K = \frac{mc}{t}.$$

Da $Dim\ c = \dfrac{L}{T}$ ist, so ist also $Dim\ K = \dfrac{ML}{T^2}$.

Endlich ist die **Arbeit** $A$ der Kraft gleich der Kraft $K$ mal einem Wege $L$, also die Dimension

$$Dim\ A = \frac{ML^2}{T^2}.$$

Hieraus folgen die folgenden Dimensionen:

1) In **elektromagnetischem Maasse** ist die Einheit des **freien Magnetismus** eine solche, die einer gleichen Menge in der Entfernung Eins in der Zeit Eins die Beschleunigung Eins ertheilt. Sind die freien Magnetismen $\mu$ und $\mu_1$, ist ihre Entfernung $r$, und ist die Kraft $K$, so ist

$$K = \frac{\mu \mu_1}{r^2},$$

also

$$Dim\ \mu = (Dim\ K . r^2)^{1/2} = \frac{M^{1/2} L^{3/2}}{T}.$$

2) Das **magnetische Moment** $m$ eines Stabes von der Länge $l$, dessen freie Magnetismen $\mu$ sind, ist $\mu l$, also ist

$$Dim\ m = \frac{M^{1/2} L^{5/2}}{T}.$$

---

Als Einheit der Kraft ist hier diejenige genommen, welche der Masse eines Milligramms die Geschwindigkeit von $1^{mm}$ in der Secunde ertheilt. Will man die Kraft durch Gewichtseinheiten darstellen, so ist der Werth mit 9811 zu dividiren, und man erhält die Kraft gleich 2.147830 Kilogramm. — [1]) Vgl. J. Clerk Maxwell, Rep. Brit. Assoc. 1863. p. 130*.

3) Befindet sich ein Magnet in einem Felde gleicher magnetischer Kraft, wie unter dem Einfluss des Erdmagnetismus $H$, so ist die Kraft $K$

$$K = H.\mu,$$

also

$$Dim\, H = Dim\left(\frac{K}{\mu}\right) = \frac{M^{1/2}}{L^{1/2}T}.$$

4) Die Potentialfunction $P$ eines magnetischen Theilchens $\mu$ in Bezug auf einen um die Länge $l$ entfernten Punkt ist $\frac{\mu}{l}$, also

$$Dim\, P = \frac{M^{1/2}L^{1/2}}{T}.$$

5) Ein Strom von der Intensität $I$ und der Länge $\lambda$ in elektromagnetischem Maass wirkt auf ein magnetisches Theilchen $\mu$ in der Entfernung $r$ mit einer Kraft

$$K = \frac{\mu I.\lambda}{r^2};$$

also ist

$$Dim\, I_m = Dim\left(\frac{Kr^2}{\mu\lambda}\right) = \frac{M^{1/2}L^{1/2}}{T}.$$

6. Die Stromesdichtigkeit $D$ oder Strömung ist gleich der Intensität dividirt durch den Querschnitt des Leiters, also

$$Dim\, D_m = Dim\,\frac{I}{L^2} = \frac{M^{1/2}}{L^{3/2}T}.$$

7) Die elektromotorische Kraft $E_m$ in elektromagnetischem Maass erzeugt in der Zeit $t$ bei Bildung eines Stromes $I$ in seinem Schliessungskreis eine Wärmemenge, die der Arbeit $A = IEt$ äquivalent ist,

$$Dim\, E_m = Dim\,\frac{A}{It} = \frac{M^{1/2}L^{3/2}}{T^2}.$$

8) Der Widerstand $R_m$ in elektromagnetischem Maass ist $R_m = \frac{E_m}{I_m}$, also

$$Dim\, R_m = \frac{L}{T}.$$

Der Widerstand entspricht also einer Geschwindigkeit.

9. Der specifische Widerstand $\varrho$ eines Leiters von der Länge und dem Querschnitt Eins hat die Dimension

$$Dim\, \varrho_m = Dim\, RL = \frac{L^2}{T}.$$

10) Die **Quantität** $e_m$ der Elektricität in elektromagnetischem Maass, welche von einem Strom $I$ in der Zeit $T$ durch den Querschnitt der Leitung geführt wird, ist $IT$

$$Dim\, e_m = Dim\, I T = M^{1/2} L^{1/2}.$$

Die Kraft, mit der zwei Ströme von den **elektrodynamischen** 1101
Intensitäten $I_e$ und $I'_e$ von der Länge $l$ und $l_1$ in der Entfernung $r$ auf einander wirken, ist

$$K_1 = \frac{I_e I'_e l . l_1}{r^2},$$

also, wenn $I_e = I'_e$, $l = l_1$ ist,

$$I_e = K^{1/2} \cdot \frac{r}{l},$$

daher

$$Dim\, I_e = \frac{M^{1/2} L^{1/2}}{T}.$$

Die Dimension ist also dieselbe, wie in elektromagnetischem Maass. Dasselbe gilt von den anderen Werthen, wenn wir sie aus $I$ in gleicher Weise ableiten, wie bei ihrer Messung in elektromagnetischem Maasse.

1) In **elektrostatischen oder mechanischen Einheiten** 1102
ist die Kraft $K$, welche zwei Elektricitätsmengen $e$ und $e_1$ in der Entfernung $r$ auf einander ausüben,

$$K = \frac{e\, e_1}{r^2},$$

da $Dim\, K = \frac{L M}{T^2}$, so ist also

$$Dim\, e^e = \frac{M^{1/2} L^{3/2}}{T}.$$

2) Die elektrostatische Einheit der **Stromintensität** $I_e$ führt die Elektricitätsmenge $e_e$ in der Zeiteinheit durch den Querschnitt, während die elektromagnetische die Menge $e_m$ überführte. Es ist demnach $I_e = I_m \cdot \frac{e_e}{e_m}$

$$Dim\, I_e = Dim \left(I_m \cdot \frac{e^e}{e_m}\right) = \frac{M^{1/2} L^{1/2}}{T} \cdot \frac{L}{T} = \frac{M^{1/2} L^{3/2}}{T^2}$$

Wir müssen also die in elektromagnetischem Maass gemessene Stromintensität mit einer Geschwindigkeit $\frac{L}{T}$ multipliciren, um die Intensität in elektrostatischem Maass zu erhalten.

3. Die Dimension der **Stromesdichtigkeit** ist

$$D^e = \frac{M^{1/2}}{L^{1/2} T^2}.$$

4) Die Arbeit, welche in der Zeit $t$ die elektrostatische Stromintensität $I_e$, welche durch die elektromotorische Kraft $E_e$ erzeugt wird, leistet ist $A = \frac{1}{2} M v^2 = I_e E_e t$, also $E_e = \frac{1}{2} \frac{M v^2}{I t}$,

$$\text{daher} = Dim\, E_e\ \frac{M^{1/2} L^{1/2}}{T}.$$

5) Der Widerstand $R_e$ in elektrostatischem Maass ist

$$R_e = \frac{E_e}{I_e},$$

also

$$Dim\, R_e = \frac{T}{L},$$

d. h. der umgekehrte Werth einer Geschwindigkeit.

6) Der specifische Widerstand $\varrho_e$ hat mithin die Dimension

$$Dim\, \varrho_e = T.$$

7) Ein Strom von der Intensität $I_e$ und Länge $\lambda$ in elektrostatischem Maass wirkt auf einen Magnetpol $\mu$ wie ein Strom von der Intensität $v I_m$ in elektromagnetischem Maass. Es ist also die Kraft

$$K = \frac{\mu_e I_m . v}{r^2},$$

und die Dimension des freien Magnetismus in elektrostatischem Maass

$$Dim\, \mu_e = Dim \left(\frac{K r^2}{I_m v}\right) = M^{1/2} L^{3/2}.$$

8) Die Dimension des magnetischen Momentes ist demnach in elektrostatischem Maass

$$Dim\, m_e = M^{1/2} L^{5/2}.$$

9) Die Dimension der magnetischen Kraft $H_e$, z. B. des Erdmagnetismus ist, da die auf einen Pol $\mu_e$ ausgeübte Kraft $K = H_e \mu_e$ ist, gleich

$$Dim\, H_e = Dim \left(\frac{K}{\mu_e}\right) = \frac{M^{1/2}}{L^{1/2} T^2}.$$

1103 Somit sind die Dimensionen für die hauptsächlichsten Constanten

| | in elektromagnetischem und elektrodynamischem Maass | in elektrostatischem Maass |
|---|---|---|
| Quantität der Elektricität | $M^{1/2} L^{1/2}$ | $M^{1/2} L^{3/2} T^{-1}$ |
| Intensität des Stromes . . | $M^{1/2} L^{1/2} T^{-1}$ | $M^{1/2} L^{3/2} T^{-2}$ |
| Elektromotorische Kraft . | $M^{1/2} L^{3/2} T^{-2}$ | $M^{1/2} L^{1/2} T^{-1}$ |
| Widerstand . . . . . | $L\ T^{-1}$ | $L^{-1} T$ |

Wir stellen endlich das Verhältniss der Stromesconstanten in den verschiedenen Einheiten zusammen. Die Intensitäten $I$, elektromotorischen Kräfte $E$ und Widerstände $W$, ebenso die Einheiten $i$, $e$, $w$ derselben sind mit den Indices $m$, $d$, $e$, $ew$ bezeichnet, wenn sie in elektromagnetischem, elektrodynamischem, elektrostatisch-mechanischem Maass und in dem Maass von W. Weber gemessen sind. 1104

Constanten.

$$I_m = \frac{1}{\sqrt{2}} I_d = \frac{1}{v} I_e = \frac{2\sqrt{2}}{C} I_{ew}$$

$$E_m = \sqrt{2}\, E_d = v\, E_e = \frac{C}{2\sqrt{2}} E_{ew}$$

$$W_m = 2\, W_d = v^2\, W_e = \frac{C^2}{8} W_{ew}$$

Einheiten.

$$i_m = \sqrt{2}\, i_d = v i_e = \frac{C}{2\sqrt{2}} i_{ew}$$

$$e_m = \frac{e_d}{\sqrt{2}} = \frac{e_e}{v} = \frac{2\sqrt{2}}{C} e_{ew}$$

$$w_m = \frac{w_d}{2} = \frac{w_e}{v^2} = \frac{8}{C^2} w_{ew}$$

$$v = 31{,}0740 \,.\, 10^{10} \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden}};\; C = 43{,}945 \,.\, 10^{10} \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden}}.$$

| | | |
|---|---|---|
| Ohmad . . . . . . . . . . . | $= 1{,}0196 \,.\, 10^{10}$ | $\frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden}}$ |
| Siemens' Widerstandseinheit $w_s$ | $= 0{,}973 \,.\, 10^{10}$ | „ |
| Jacobi's „ $w_i$ | $= 0{,}598 \,.\, 10^{10}$ | „ |

Chemische Einheit der Intensität:

I. 9 Mllgr. Wasser in 1 Sec. zersetzt $i_{ch} = 950\ i_m$

II. 9 Mllgr. „ „ 1 Min. „ $i_{ch}' = 15{,}8\ i_m$

Elektrochemisches Aequivalent des Wassers (in 1 Sec. durch Ströme von der elektromagnetischen Intensität $i_m = 1$ zersetzte Wassermenge) . . . . . . . . . . . 0,009421 Mllgr.

Chemische Einheit der elektromotorischen Kraft $e_{ch} = i_{ch} \,.\, w_s$ . . . . . . . . . . $924 \,.\, 10^{10}\ e_m$

Elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette . . . . . . . . . . . . . . . $11{,}24 \,.\, 10^{10}\, e_m = 0{,}012\, e_{ch}$

## Zweites Capitel.

---

# Arbeitsleistungen des Stromes.

1105 Nachdem wir gelernt haben, die elektromotorische Kraft, den Widerstand und die Intensität der Ströme in absolutem Maass zu messen, und die Gesetze kennen, nach welchen die verschiedenen Kraftäusserungen des Stromes vor sich gehen, sei es bei der Erzeugung von Wärme, von chemischer Zersetzung oder von elektrodynamischen und elektromagnetischen Bewegungen ganzer Massen oder ihrer einzelnen Theile, wollen wir betrachten, in welcher Weise sich die Leistungen des Stromes gestalten, wenn nur eine oder zugleich mehrere dieser Wirkungen vom Strom ausgeübt werden. Wir gehen dabei von dem Princip von der Erhaltung der Kraft aus, nach welchem die auf irgend eine Art zur Erzeugung des Stromes verwendete mechanische Arbeit äquivalent sein muss der zur Erzeugung aller Stromeswirkungen verwendeten Arbeit.

Wir werden dabei zunächst eine Beziehung der in absolutem elektromagnetischem Maass gemessenen elektromotorischen Kräfte und Widerstände zu diesen Arbeitsmengen aufsuchen, indem wir den Strom direct durch eine Bewegung eines Leiters hervorrufen [1]).

Wir denken uns einen geraden Leiter von der Länge $L$, dessen Längsausdehnung senkrecht steht auf den auf seine einzelnen Theile von einem entfernten Magnetpol aus wirkenden, gleichen und parallelen magnetischen Kräften (wie z. B. auf der horizontalen Componente des Erdmagnetismus). Die Intensität dieser letzteren sei gleich $H$. — Wird der Leiter sich selbst parallel, senkrecht gegen seine eigene Längsrichtung und die Richtung der magnetischen Kraft mit einer Geschwindigkeit $F$ fortbewegt, so wird in ihm eine elektromotorische Kraft inducirt, deren Grösse in absolutem elektromagnetischem Maass durch

$$E = FHL \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

---

[1]) W. Thomson, Phil. Mag. [4] Vol. II, p. 429, 551. 1851*.

ausgedrückt ist. Werden die Enden des Leiters mit einander leitend verbunden, so dass der Widerstand der Schliessung gleich $R$ ist, so erzeugt diese elektromotorische Kraft $E$ in demselben einen Strom von der Intensität $I = \frac{FHL}{R}$. In Folge dessen stellt sich der Bewegung des Leiters eine elektromagnetische Widerstandskraft von der Grösse $K = IHL = \frac{I^2 R}{F}$ entgegen. Da der Leiter mit der Geschwindigkeit $F$ bewegt wird, so ist die gesammte, zu seiner Bewegung verwendete Arbeit

$$A = FK = FIHL = I.E \quad \ldots \quad 2)$$

oder

$$A = I^2 R \quad \ldots \quad 3)$$

Ist die Intensität des Stromes im Leiter $I = 1$, so ist $E = A$, also die elektromotorische Kraft in absolutem Maasse gleich der bei der Einheit der Stromintensität zur Bewegung des Leiters verwendeten Arbeit.

Uebt der im Leiter inducirte Strom keine weitere Arbeit aus, so wird dieselbe in Wärme verwandelt. Ist dann das mechanische Aequivalent der Wärme gleich $a$, so haben wir nach (3) und (2) diese Wärmemenge:

$$W = \frac{A}{a} = \frac{I^2 R}{a} \quad \ldots \quad 4)$$

und

$$IE = aW \quad \ldots \quad 5)$$

Die Formel (4) giebt das von Joule aufgestellte Gesetz für die Erwärmung des Schliessungskreises, welches hierdurch eine theoretische Begründung erhält [1]).

Setzt man in der Formel (5) $I = 1$; so ist $E = aW$, also die elektromotorische Kraft gleich dem mechanischen Aequivalent der durch einen von jener Kraft herrührenden Strom von der Intensität Eins in dem Schliessungskreis erzeugten Wärme. — Nach der Formel (4) ist, wenn $I = 1$ ist, $aW = R$. Der in elektromagnetischem Maass gemessene Widerstand eines Leiters ist also gleich dem mechanischen Aequivalent der durch einen Strom von der in gleichem Maass gemessenen Intensität Eins in ihm erzeugten Wärme [2]).

---

[1]) Eine ähnliche Ableitung dieses Gesetzes ist von Holtzmann, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 260. 1854*, gegeben worden. — [2]) Das mechanische Wärmeäquivalent ist im Folgenden stets auf eine Kraft bezogen, die der Einheit der Masse in der Zeiteinheit die Beschleunigung Eins ertheilt. Als Massen- und Längeneinheiten sind das Milligramm und Millimeter verwendet. Als Wärmeeinheit betrachten wir die Wärmemenge, welche 1 Milligramm Wasser um 1° C. erwärmt. Dann müssen wir das sonst gebräuchliche, diesem Werth entsprechende mechanische Wärmeäquivalent 423,55 . 1000 Milligrammmillimeter noch mit der Beschleunigung durch die Schwerkraft $g = 9811$ Millimeter multipliciren, so dass

$$a = 423{,}55 . 1000 . 9811 = 4155 . 10^6$$

ist.

Wenden wir statt der elektromagnetischen Maasse die elektrodynamischen Maasse des Stromes an, so erhalten wir ganz dieselben Beziehungen. In diesen Maassen ist

$$I_d = I_m \sqrt{2}, \quad E_d = \frac{E_m}{\sqrt{2}}, \quad W_d = \frac{W_m}{2},$$

also

$$I^2 W_d = I_m W_m \text{ oder } I_d E_d = I_m E_m.$$

Wir können also auch ohne Aenderung obiger Sätze statt der elektromagnetischen Maasse die elektrodynamischen Maasse der Stromesconstanten anwenden.

Dasselbe Resultat ergiebt sich auch bei Anwendung der mechanischen Einheiten, denn es ist

$$I_e = v I_m \quad E_e = \frac{E_m}{v}, \quad W_e = \frac{W_m}{v^2},$$

also

$$I_e^2 W_e = I_m^2 W_m \text{ oder } I_e E_e = I_m E_m.$$

1106 Dieselbe Beziehung ergiebt sich auch aus folgender Betrachtung, bei der wir die mechanischen Einheiten zu Grunde legen [1]).

Der Einfachheit halber nehmen wir an, es gäbe nur einen Strom positiver Elektricität, welcher die Elektricität $+ Q$ in einer Richtung fortführte. Derselbe wird dann einem gleichzeitigen, doppelten Strom der entgegengesetzten Elektricitäten $\pm \frac{1}{2} Q$ in entgegengesetzten Richtungen gleich sein. Bewegt sich ein Elektricitätselement $dq$ auf dem Wege $ds$, so ist die dasselbe in der Richtung von $s$ bewegende Kraft $= dq \frac{dV}{ds}$, wo $V$ die Potentialfunction der freien Elektricität in Bezug auf $dq$ ist. Die auf dem Wege $ds$ durch dasselbe gethane Arbeit ist demnach $A = dq \frac{dV}{ds} ds$ und die auf dem Wege von $s_0$ bis $s_1$ gethane Arbeit:

$$A = dq \int_{s_0}^{s_1} dq \frac{dV}{ds} ds = (V_1 - V_0)\, dq,$$

wo $V_0$ und $V_1$ die $s_0$ und $s_1$ entsprechenden Werthe von $V$ sind.

Die Arbeit, welche bei einer bestimmten Bewegung der Elektricitätsmenge $dq$ von der im Leiter wirksamen Kraft gethan wird, ist also gleich der Zunahme des Potentials der freien Elektricität und der Elektricitätsmenge $dq$ auf einander während jener Bewegung.

Ist $dw$ ein Element einer geschlossenen Fläche im Leiter, deren Normale $N$ ist, und fliesst durch $dw$ in den inneren Raum des Leiters in der Zeiteinheit eine bestimmte Elektricitätsmenge $i dw$ ein, ist $V$ die Potentialfunction der freien Elektricität in Bezug auf $dw$, so ist nach Thl. I, §. 104 $i dw = k \frac{dV}{dN} dw$, wo $k$ die Leitungsfähigkeit des Körpers

[1]) Clausius, Pogg. Ann. Bd. LXXXVII, S. 415. 1852*.

angiebt. Um die Arbeit $A$ beim Ein- und Ausströmen der Elektricitätsmengen durch alle Oberflächenelemente des Körpers zu erhalten, ist der Werth mit der Differenz der Potentialfunctionen $V$ an den Ein- und Austrittsstellen zu multipliciren und sodann die Addition für alle ein- und austretenden Elektricitätsmengen durchzuführen. Statt dessen setzen wir die ausströmenden Elektricitätsmengen negativ und integriren den Werth $V i d w$ über die ganze Oberfläche. Dann ist

$$A = \int V i d w = k \int V \frac{d V}{d N} d w.$$

Ist der Leiter geradlinig, durchfliesst ihn der Strom nur in der Richtung seiner Axe, so ist $V$ in jedem zur Axe normalen Querschnitt constant, also die in ihm entwickelte Arbeit:

$$A_1 = V \int i d w.$$

Der Werth $\int i d w$ ist die gesammte, in der Zeiteinheit durch jeden Querschnitt des Leiters strömende Elektricitätsmenge, also gleich der Intensität $I$ des Stromes. Ist der Werth von $V$ für zwei um die Länge $s$ von einander entfernte Querschnitte des Leiters gleich $V_o$ und $V_s$, so ist also die in dem ganzen Stücke zwischen beiden Querschnitten erzeugte Arbeit:

$$A_1 = I (V_s - V_o).$$

$V_s - V_o$ ist aber die an den Enden des Leiters wirkende elektromotorische Kraft $E$, also

$$A_1 = I E,$$

oder, wenn der Widerstand des Leiters in mechanischem Maass $R$, also $I R = E$ ist:

$$A_1 = I^2 R.$$

Setzt sich die Arbeit $A_1$ in Wärme $W_1$ um, so ist, wenn $a$ das mechanische Wärmeäquivalent ist,

$$W_1 = \frac{1}{a} I^2 R$$

wie oben.

Eine Prüfung des Gesetzes der Erwärmung eines Schliessungsdrathes würde sich aus den Thl. I, §. 668 und 669 angeführten Beobachtungen von E. Becquerel und Lenz [1]) ableiten lassen. Wir übergehen indess diese Beobachtungen, da bei der mangelnden Kenntniss des Stoffes der bei denselben verwendeten Dräthe die Reduction ihrer Widerstände auf elektromagnetisches Maass doch nur sehr unvollkommen und auf Umwegen ausgeführt werden kann [2]). 1107

Eine genauere Prüfung dieses Gesetzes ist von v. Quintus-Icilius [3]) vorgenommen worden: Der Strom einer constanten Säule wurde

[1]) Vgl. auch eine Angabe von Weber, Resultate des magn. Vereins 1840, S. 89*. — [2]) Vgl. indess Bosscha, Pogg. Ann. Bd. CVIII, S. 162. 1859*. — [3]) v. Quintus-Icilius, Pogg. Ann. Bd. CI, S. 69. 1857*.

durch einen Multiplicator geleitet. Derselbe bestand aus einer kreisförmigen, am Rande rinnenförmig ausgedrehten Holzscheibe, welche sich auf einer viereckigen, auf der magnetischen Ost-Westlinie senkrechten und horizontal befestigten Holzleiste verschieben liess. In die Rinne der Scheibe waren 89 Drathwindungen eingewunden, deren innerer Umfang $632^{mm}$, deren äusserer Umfang $692^{mm}$ betrug. Ueber der Mitte der Holzleiste schwebte in einer kupfernen Hülse ein $120^{mm}$ langer und $16^{mm}$ dicker, cylindrischer Magnetstab an einem Faden. Oberhalb desselben war an der ihn tragenden Hülse ein Planspiegel befestigt, dem gegenüber ein Fernrohr und eine Scala aufgestellt waren. Die Mittelpunkte des Magnetes und des Multiplicators lagen in einer, auf der Ebene des letzteren senkrechten Linie. Durch Beobachtung der Ablenkungen des Magnetes, während durch den Multiplicator ein Strom geleitet und derselbe in verschiedene Entfernungen vom Magnet gebracht wurde, konnte der reducirte Radius desselben bestimmt werden (vgl. Thl. II, §. 210). Eine in den Schliessungskreis eingeschaltete Tangentenbussole gestattete hierbei, etwaige Aenderungen der Stromintensität zu messen. — Nach diesen Bestimmungen konnte bei einer gegebenen Stellung des Multiplicators gegen den Magnetstab aus der Ablenkung des letzteren die Stromintensität in absolutem Maass berechnet werden.

In den Schliessungskreis des Stromes wurde ein Stromunterbrecher und ein dünner Drath eingeschaltet, dessen Erwärmung bestimmt werden sollte. Dieser Drath war zwischen je zwei sehr dünnen, kreisförmigen Ringen von $34^{mm}$ oder $51^{mm}$ Durchmesser von Elfenbein, welche durch drei Elfenbeinstäbe von $108^{mm}$ Länge von einander gehalten wurden, und in die im Kreise herum Löcher gebohrt waren, etwa wie die Seile auf einer Trommel zickzackförmig ausgespannt, so dass seine beiden Enden an zwei diametral gegenüberliegenden Stellen eines Ringes lagen. Diese Enden wurden an Dräthe gelöthet, welche dem zwischen den Ringen befindlichen Drath gleich waren, und letztere wieder an zwei dickere Kupferstäbe, welche in den Deckel eines Calorimeters eingesetzt waren und die Stromesleitung vermittelten.

Bei verschiedenen Versuchen wurden drei Kupferdräthe und drei Platindräthe benutzt, von denen die letzteren aus je drei, neben einander vom Strom durchflossenen Stücken bestanden. Ihre Widerstände wurden nach der Methode von Weber (§. 1068) durch Vergleichung mit einem Widerstandsetalon in absolutem Maass bestimmt. — Als Calorimeter wurden abwechselnd zwei cylindrische Gefässe von $62^{mm}$ Durchmesser und $130^{mm}$ oder $80^{mm}$ Höhe benutzt, auf welche ein kupferner Deckel geschraubt war. In denselben waren drei Glasröhren eingekittet, welche oberhalb wieder in eine Kupferplatte eingekittet waren, die auf ein zweites grösseres Gefäss von $210^{mm}$ Höhe und $150^{mm}$ Durchmesser geschraubt wurde. In die mittlere der drei Glasröhren war ein Thermometer eingesetzt, in die zwei anderen die Kupferdräthe, welche den im Calorimeter schwebenden Drath trugen. Das zweite Gefäss hing wiederum vermittelst zweier

Arme in einem dritten Gefäss von $300^{mm}$ Höhe und $250^{mm}$ Durchmesser. Alle drei Gefässe waren mit Wasser, zuweilen auch mit Alkohol oder Terpentinöl gefüllt, welches das zweite Gefäss noch etwa $20^{mm}$ bis $30^{mm}$ hoch bedeckte.

Es wurde jetzt ein Strom durch den Drath im Calorimeter geleitet und die an dem Multiplicator abgelesene Intensität $I$ desselben durch einen in dem Schliessungskreise befindlichen Rheostat constant erhalten. Zugleich wurde das Ansteigen der Temperatur des Calorimeters gemessen, und zu einer bestimmten Zeit der Schliessungskreis geöffnet. Eine Schwierigkeit ergab sich daraus, dass der Leitungswiderstand $R$ der Dräthe und entsprechend die in ihnen entwickelte und dem Calorimeter mitgetheilte Wärme $W$ mit der Temperatur wächst. Bezeichnet man die Temperatur des Calorimeters zur Zeit $t$ mit $u$, die Anfangstemperatur desselben mit $u_0$, so wird $W = \alpha\,(1 + \delta\,[u - u_0])$ zu setzen sein. Ferner giebt das Calorimeter an das umgebende Wasser, dessen Temperatur $\vartheta$ sei, eine Wärmemenge $\beta\,(u - \vartheta)$ ab, so dass das Ansteigen der Temperatur während der Zeit $dt$ durch die Gleichung

$$\frac{du}{dt} = \alpha\,(1 + \delta\,[u - u_0]) - \beta\,(u - \vartheta)$$

gegeben ist. Diese Gleichung lässt sich integriren. — Stellt man eine Reihe von Beobachtungen in gleichen Intervallen an, so kann man die in ihr vorkommenden Constanten eliminiren und die in dem Calorimeter erzeugte Wärmemenge bestimmen. Dies geschieht in Bezug auf $\beta$ noch vollständiger, wenn man das Sinken des Thermometers im Calorimeter nach Unterbrechung des Stromes beobachtet.

Die in dem Calorimeter entwickelte Wärme $W$ sollte nun stets dem Werth $\frac{1}{a}\,I^2 R$ entsprechen. Berechnet man indess $\frac{1}{a}$ aus den beobachteten Werthen $W$, $I$ und $R$, so erhält man im Mittel aus sehr vielen Beobachtungen $\frac{1}{a} = 2{,}551 \,.\, 10^{-10}$, während die extremsten Werthe 2,361 und 2,913 sind. Hieraus ergiebt sich $a = 3919 \,.\, 10^6$, welche Zahl von dem auf die Einheit des Kraftmaasses bezogenen Arbeits-Aequivalent $a = 4155 \,.\, 10^6$ nicht allzu sehr abweicht. Berechnet man aus dem gefundenen Werth von $a$ dasselbe Aequivalent in den gewöhnlichen Gewichts- und Längeneinheiten (Kilogrammmetern), so wird $a = 399{,}7$, während es sich aus den zuverlässigsten Beobachtungen etwa gleich 423,55 ergiebt. — Es kommen also die Beobachtungen von v. Quintus Icilius wenigstens annähernd mit der theoretischen Berechnung überein.

Aehnliche Versuche hat auch Joule[1]) angestellt. In einem Calorimeter, einem kupfernen Gefäss von etwa 1 Gallon (4543 C.C.) Inhalt, **1108**

[1]) Joule, Rep. Brit. Assoc. 1867. p. 512*.

welches mit destillirtem Wasser gefüllt war und mit einem an zwei Stellen tubulirten Deckel geschlossen war, befand sich ein Drath von Platin-Silberlegirung, dessen Widerstand nahezu dem eines Ohmad's gleich war. Derselbe war in der Hälfte umgebogen und dann in parallelen Windungen auf eine dünne Glasröhre gewunden. Seine Enden waren mit dicken Kupferdräthen verlöthet. Das Ganze war mit Schellack und Mastikfirniss lackirt. Sein Widerstand war mit dem der B. A. Einheit vermittelst der Ohm'schen Methode verglichen. Durch die Tubuli des Deckels war ein Thermometer und eine Rührvorrichtung in das Innere des Calorimeters eingeführt. Durch den Drath wurde ein Strom geleitet, dessen Intensität in elektromagnetischem Maass an einer Tangentenbussole mit einfachem Drathkreis von 0,62723 Fuss Durchmesser abgelesen wurde. Die $^1/_2$ Zoll lange Nadel derselben trug einen Glaszeiger, welcher auf einem Theilkreise von 6 Zoll Durchmesser spielte. Die horizontale Componente des Erdmagnetismus wurde für jeden Versuch nach der Gauss-Weber'schen Methode bestimmt, und gleichzeitig ein Strom von einer beliebigen Intensität $I$ durch die Tangentenbussole und drei horizontal über einander liegende Spiralen, von denen die mittlere vermittelst zweier Dräthe an dem einen Arm einer Waage hing, in solcher Richtung geleitet, dass die mittlere Spirale von der oberen angezogen, von der unteren abgestossen wurde. Die Ablenkung der Nadel der Bussole betrage $\varphi$, das zum Aequilibriren der Spirale an der Waage erforderliche Gewicht $G$; dann ist

$$I = H tg\varphi = Const \sqrt[2]{G}, \text{ also } H = Const. \frac{\sqrt[2]{G}}{tg\,\varphi}.$$

Aus dieser Gleichung lässt sich die Constante berechnen, mit der das zu einer beliebigen Zeit beobachtete Verhältniss $\frac{\sqrt{G}}{tg\,\varphi}$ zu multipliciren ist, um den zu jener Zeit geltenden Werth der horizontalen Componente $H$ zu finden.

Das Calorimeter war mit zwei Blättern Zinnfolie bedeckt, zwischen welchen ein Netz von Seidengaze lag. Es stand auf einem leichten Holzrahmen und war von Blechschirmen umgeben. Nach dem Durchleiten des Stromes durch den Drath während je 40 Minuten öffnete man die Schliessung und bestimmte während derselben Zeit die Abkühlung des Calorimeters, welche der während der Wirkung des Stromes stattfindenden Erwärmung hinzuzufügen war. Aus der auf diese Weise bestimmten Wärmemenge ergab sich als Mittel von 30 Versuchen das mechanische Wärmeäquivalent in gewöhnlichen Einheiten gleich 783 Fusspfund = 429,8 Meterkilogrammen.

1109 Die in einem Drath von bestimmtem Widerstand durch einen Strom von bekannter Intensität erzeugte Wärmemenge hat auch H. Weber[1]) zu

[1]) H. Weber, Bestimmung des galvanischen Widerstandes der Metalldräthe aus ihrer Erwärmung durch den Strom. Dissertation. Leipzig, Barth. 1863*.

bestimmen versucht, indem er einen Drath von etwa $3^m$ Länge an seinem oberen Ende zwischen zwei an einem verticalen Balken befestigten Messingplatten festklemmte, ihn frei in der Luft hängen liess und sein unteres Ende mit Gewichten (2100 Grm.) belastete. In der Mitte war er um eine in zwei Spitzen laufende Stahlrolle von $18{,}2^{mm}$ Durchmesser herumgewunden, in deren Peripherie zwei Schraubengänge geschnitten waren und die in einem Messinglager ruhte. Mit der Stahlrolle war ein Spiegel verbunden. Wurde durch den Drath von der oberen Klemme bis zu der Stahlrolle ein Strom geleitet, dessen Intensität in absolutem Maass an einer Tangentenbussole abgelesen wurde, so konnte durch die an einer Scala mittelst eines Fernrohrs beobachtete Drehung des Spiegels die Dehnung des Drathes und dadurch seine Temperatur bestimmt werden, wenn der Ausdehnungscoëfficient des Drathes bekannt ist. Der letztere wurde beobachtet, indem die Stellung des Spiegels bei verschiedenen Temperaturen des Zimmers bestimmt wurde.

Hatte der Drath nach dem Durchleiten des Stromes eine constante Länge und Temperatur angenommen, so wurde der Strom geöffnet und die Abkühlung des Drathes mit der Zeit an dem Rückgang des Spiegels bestimmt. Es konnte hieraus nach den Abkühlungsgesetzen von Dulong und Petit die von dem Drath in der Zeiteinheit abgegebene und also auch, wenn seine Temperatur beim Durchleiten des Stromes constant blieb, die in ihm entwickelte Wärmemenge bestimmt werden.

Der Widerstand $R$ des Drathes war in elektromagnetischem Maass unter Anwendung der Zurückwerfungsmethode mittelst Inductionsströmen zu $164035 \,.\, 10^5 \dfrac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden}}$ bei 0°C. bestimmt. Die Wärmeentwickelung $W$ in demselben bei der Stromintensität Eins ($I\,W = \dfrac{I^2 R}{a}$, wo $a$ das mechanische Wärmeäquivalent ist), ergab dagegen diesen Widerstand gleich $168625 \,.\, 10^5 \dfrac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden}}$.

Indess dürfte diese Methode doch weniger zuverlässig sein, als die von v. Q. Icilius angewendete, da der Drath bei seiner grossen Länge kaum vor zufälligen Luftströmen zu schützen ist und im Inneren seine Temperatur nicht der seiner Oberfläche gleich zu sein braucht, und die Abkühlungen, welche ohnehin bei verticalen, erwärmten Dräthen von den aufsteigenden Luftströmen afficirt werden, kaum genau dem Dulong'schen Gesetz folgen.

Ausser der einfachen Erwärmung des Schliessungskreises nach dem 1110
Joule'schen Gesetz treten noch die besonderen, von Peltier beobachteten Erwärmungs- und Abkühlungserscheinungen an der Berührungsstelle heterogener Leiter auf, welche der Stromintensität direct proportional sind.

Bezeichnen wir daher die in elektromagnetischen Maass gemessene elektromotorische Kraft mit $E$, die ebenso gemessene Stromintensität mit $I$, das mechanische Wärmeäquivalent mit $a$, und sind $C$ und $B$ Constante, so ist die in dem gesammten Schliessungskreis an den Contactstellen und in den homogenen Leitern erzeugte Wärme — $CI + BI^2$, wobei wir $C$ negativ setzen. Die dieser Wärme entsprechende Arbeit muss der durch die stromerregende Kraft gelieferten Arbeit gleich sein, welche letztere nach §. 1105 gleich $EI$ ist. Es ist demnach

$$EI = (-CI + BI^2)a,$$

oder

$$I = \frac{E + aC}{aB}.$$

Die Stromintensität ist also gerade so gross, wie wenn die elektromotorische Kraft $E + aC$, der Widerstand des Schliessungskreises $aB$ wäre. In der That, wird an den Contactstellen die gesammte Wärmemenge $C$ bei der Stromintensität Eins absorbirt, so muss sich diese in eine elektromotorische Kraft umsetzen, welche $F = aC$ ist und der ursprünglichen elektromotorischen Kraft entgegenwirkt [1]).

1111 Am einfachsten gestalten sich diese Verhältnisse, wenn man die elektromotorische Kraft selbst durch directe Wärmewirkung hervorruft, also den thermischen Vorgang in dem Schliessungskreise einer Thermokette betrachtet [2]).

Haben wir einen Kreis von zwei Metallen, z. B. Wismuth und Antimon, die an ihren beiden Enden $\alpha$ und $\beta$ mit einander verlöthet sind, und erwärmen wir die Löthstelle $\alpha$, so entsteht in Folge der daselbst auftretenden elektromotorischen Kraft $E$ ein Thermostrom, der vom Wismuth durch die Löthstelle $\alpha$ zum Antimon fliesst. Wir können nicht nur allein annehmen, dass die Wärme die etwaige, zwischen den Metallen stattfindende, elektromotorische Kraft vermehrt und ihre Stellung in der Spannungsreihe ändert, denn dann würde nur die Gleichgewichtslage der Elektricitäten auf denselben sich ändern. Ein dauernder Strom könnte aber nicht erzeugt werden. Wir müssen daher annehmen, dass durch die Wärme selbst eine besondere elektrische Differenz $E$ an der erwärmten Löthstelle entsteht, und durch dieselbe die Elektricitäten nach entgegengesetzten Richtungen getrieben werden. — Durch den entstehenden Thermostrom wird die Löthstelle $\beta$ erwärmt und es entsteht auch hier eine bestimmte (positive oder negative) thermoelektromotorische Kraft $E_1$, die sich zu der Kraft $E$ in $\alpha$ addirt

---

1) W. Thomson, Phil. Mag. [4] Vol. XI, p. 222. 1856*. — 2) Clausius, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 513. 1853*; und ganz ähnlich auch Edlund, Pogg. Ann. Bd. CXXXVII, S. 474. 1869*.

Ist $R$ der gesammte Widerstand der Schliessung, so ist die Intensität des durch $E$ und $E_1$ in der Schliessung hervorgebrachten Stromes:

$$I = -\frac{E + E_1}{R}.$$

Dieser Werth erhält das negative Vorzeichen, da der Strom in entgegengesetzter Richtung fliesst, wie es die Ausgleichung der an den Löthstellen durch die Wärme von einander geschiedenen Elektricitäten durch die Löthstellen selbst bedingen würde.

Denken wir uns die Elektricitäten zu beiden Seiten der Löthstellen gelagert, so bringt der Strom bei dem Durchgang durch dieselben eine negative Arbeit hervor, welche in $\alpha$ gleich $-E\frac{E+E_1}{R}$, in $\beta$ gleich $-E_1\frac{E+E_1}{R}$, zusammen also gleich $-\left(\frac{E+E_1}{R}\right)^2$ ist. In dem übrigen Schliessungskreise ist in Folge der gewöhnlichen Erwärmung die Arbeit $\frac{(E+E_1)^2}{R}$.

Die Summe aller drei Werthe ist selbstverständlich nach dem ersten Gesetz der mechanischen Wärmetheorie gleich Null, da die Summe aller positiven und negativen Arbeit gleich Null sein muss. — Der durch die Erwärmung der Löthstelle $\alpha$ erzeugte Thermostrom hat eine solche Richtung, dass er für sich die Löthstelle $\alpha$ erkälten, $\beta$ erwärmen würde. Denken wir uns die Löthstellen auf constante Temperaturen $t_\alpha$ und $t_\beta$ erhalten, wo $t_\alpha > t_\beta$, so findet in der Thermokette ein beständiger Uebergang von Wärme von $\alpha$ zu $\beta$ statt. — Wenden wir hiernach auf die Thermokette das zweite (Carnot'sche) Fundamentaltheorem der mechanischen Wärmetheorie an. Sind die Temperaturen der Löthstellen $\alpha$ und $\beta$ nur sehr wenig von einander verschieden, also z. B. $t$ und $t+dt$, so ist, wie bei jeder anderen vollkommenen thermodynamischen Maschine, die bei dem Uebergang der Wärme von der einen zur anderen Löthstelle geleistete (oder an ihnen selbst verlorene) Arbeit $A$ gleich der Temperaturdifferenz $dt$, multiplicirt mit der Menge der übergegangenen Wärme $W$ und dividirt durch die Carnot'sche Function $C$, also:

$$A = \frac{W\,dt}{C} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 1)$$

Die an den Löthstellen verlorene Arbeit $A$ ist in Summa $\frac{(E+E_1)^2}{R}$. Da aber die elektromotorische Kraft $E$ eine Function von $t$ ist, $E_1$ eine solche von $t+dt$ ist und gerade $E$ entgegenwirkt, so werden wir $E_1 = -\left(E + \frac{dE}{dt}\,dt\right)$ setzen können. Dann ist die verlorene Arbeit auch

$$A = \frac{(E+E_1)^2}{R} = \frac{1}{R}\left(\frac{dE}{dt}\right)^2 dt^2 \quad \ldots\ldots \quad 2)$$

Die übergegangene Wärme $W$ ist gerade so gross, wie die an der kälteren Löthstelle erzeugte Wärme. Da die daselbst geleistete Arbeit $-E\,\frac{E+E_1}{R}$ ist, so ist, wenn $a$ das mechanische Wärmeäquivalent ist, die daselbst erzeugte Wärme $W = -\frac{E}{a}\cdot\frac{E+E_1}{R}$ oder gleich $\frac{1}{aR}\,E\,\frac{dE}{dt}\,dt$. Somit ist beim Einsetzen in die Gleichung (1):

$$\frac{1}{R}\left(\frac{dE}{dt}\right)^2 dt^2 = \frac{1}{aR}\,\frac{E}{C}\,\frac{dE}{dt}\,dt^2,$$

d. i.:

$$\frac{dE}{E} = \frac{dt}{aC} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 3)$$

oder:

$$E = k\,e^{\int \frac{dt}{aC}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 4)$$

wo $k$ eine von der Natur der Metalle abhängige Constante ist. Bestimmen wir den Werth der Carnot'schen Function $C$ als den Werth der durch das mechanische Wärmeäquivalent dividirten und vom absoluten Nullpunkt ($-273^0$) an gerechneten Temperatur $t$, also $C = \frac{t}{a}$, so erhalten wir:

$$\frac{dE}{E} = \frac{dt}{t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 5)$$

$$E = \varepsilon t \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 6)$$

Es ist also die elektromotorische Kraft an jeder Löthstelle der Thermokette ihrer absoluten Temperatur direct proportional. Deshalb entspricht auch die elektromotorische Kraft einer aus zwei Metallen mit zwei Löthstellen gebildeten Thermokette der Temperaturdifferenz derselben. — Dasselbe Resultat stimmt mit der Erfahrung überein, dass in einem geschlossenen Kreise von beliebig vielen Metallen $abcd\ldots l$ bei gleicher Temperaturerhöhung aller Löthstellen kein Strom entsteht. Ist nämlich bei einer beliebigen Temperatur die Summe der elektromotorischen Kräfte $E_{ab} + E_{bc} + E_{cd} + \cdots E_{la} = 0$, so ist, schon unabhängig von der zuletzt gegebenen Bestimmung der Carnot'schen Function, nach Gl. (4): $E_{ab} = k_{ab}f(t)$, $E_{bc} = k_{bc}f(t)$ u. s. w., also die Summe:

$$E_{ab} + E_{bc} + \cdots = (k_{ab} + k_{bc} + \cdots k_{la})\,f(t) = 0,$$

eine Gleichung, welche bei allen Temperaturen $t$ besteht. — Wir haben ferner nach Gl. (5): $\frac{dE}{dt} = \frac{E}{t}\cdot$ Ist bei zwei Thermoketten, deren eine Löthstelle auf dieselbe Temperatur $t$ gebracht worden ist, die elektromotorische Kraft daselbst $E$ und $E_1$, so verhält sich also

$$\frac{dE}{dt} : \frac{dE_1}{dt} = E : E_1,$$

so dass die Aenderungen der thermoelektromotorischen Kraft mit der Temperaturerhöhung direct der elektromotorischen Kraft $E$ bei der Anfangstemperatur $t$ entsprechen. Damit stimmt überein, dass die an der nicht erwärmten Löthstelle auftretende (Peltier'sche) Temperaturänderung, welche der daselbst stattfindenden Vermehrung der elektromotorischen Kraft proportional ist, bei den Metallen am bedeutendsten ist, welche bei der Erwärmung ihrer Löthstelle die stärksten Thermoströme geben.

Edlund[1]) sieht, ganz ähnlich wie Clausius, die thermoelektrische Temperaturänderung beim Hindurchleiten eines Stromes durch die Contactstelle zweier Metalle an als hervorgerufen durch die Arbeitsleistung, welche der Strom an jener Stelle durch Ueberwindung der elektromotorischen Kraft der Metalle daselbst ausübt. 1112

Die Temperaturerhöhungen, resp. die Temperaturdifferenzen selbst müssen den elektromotorischen Kräften und umgekehrt den Wärmecapacitäten der Metalle entsprechen. Daher ist die Temperaturerhöhung der Contactstelle von Antimon und Wismuth sehr hoch, wenn auch die elektromotorische Kraft zwischen ihnen nicht gross ist. Dann kann noch als bedingendes Element die Zeit eintreten, die zur Erzeugung der elektrischen Vertheilung erforderlich ist; so dass nicht ohne Weiteres die Temperaturänderung der Contactstellen durch den Strom ein unmittelbares Maass für die elektromotorische Contactkraft an denselben zu sein braucht. Ob hier noch andere Umstände von Einfluss sind, mag bei der grossen Dunkelheit, die über die speciellen Verhältnisse des Stromes elektrischen Erregungen waltet, dahingestellt bleiben.

In einer etwas abweichenden Art kommt Thomson[2]) zu demselben Resultate, wie Clausius. 1113

Er bedient sich dabei einer anderen bekannten Form des Ausdruckes des Carnot'schen Theorems. Bezeichnen $t$ und $t_1$ die Temperaturen der Wärmequelle und Abkühlungsstelle einer vollkommenen thermodynamischen Maschine, welche, wie die Thermokette, das Maximum der Arbeit bei den betreffenden Temperaturveränderungen liefert, sind $W_t$ und $W_{t1}$ die an jenen Stellen bei der Arbeit der Maschine in der Zeiteinheit eingenommenen und abgegebenen (positiven oder negativen) Wärmemengen, so ist $\frac{W_t}{t} + \frac{W_{t1}}{t_1} = 0$. Auch wenn mehrere Erwärmungs- und Abkühlungsstellen vorhanden sind, so ist stets $\sum \frac{W_t}{t} = 0$.

Sind zwei Metalle an zwei Stellen verlöthet, welche die absoluten Temperaturen $t$ und $t_1$ erhalten, so sei die an diesen Löthstellen ver-

[1]) Edlund, Pogg. Ann. Bd. CXXXVII, S. 474. 1869*. — [2]) W. Thomson, Phil. Mag. [4] Vol. XI, p. 214 u. 281. 1856*.

brauchte und entwickelte Wärme $W$ und $W_1$. Dann hat man die durch diese Wärmeänderungen erzeugte elektromotorische Kraft:

$$E = a\,(W_1 - W) \quad \ldots \ldots \ldots \quad 1)$$

wo $a$ das mechanische Wärmeäquivalent ist. Nach dem Carnot'schen Princip ist

$$\frac{W_1}{t_1} - \frac{W}{t} = 0 \quad \ldots \ldots \ldots \quad 2)$$

Ist $t_1$ von $t$ sehr wenig verschieden, dass $t_1 = t + dt$ zu setzen ist, so ist auch $W_1 = W + \frac{dW}{dt}\,dt$. Bei Einführung dieser Werthe in (1) und (2) ergiebt sich:

$$E = a\,\frac{dW}{dt}\,dt,\ \frac{dW}{W} = \frac{dt}{t},\ \text{also}\ W = const.t;\ E = a\,\frac{W}{t}\,dt = const.a.dt.$$

Die elektromotorische Kraft an jeder Löthstelle, welche gleich $a\,W$ ist, ist also wiederum der absoluten Temperatur derselben, und die gesammte elektromotorische Kraft an beiden Löthstellen der Differenz $dt$ ihrer Temperaturen proportional. — Eine Verification der Gleichung $E = a\,\frac{W}{t}\,dt$ wäre von Wichtigkeit, insofern sie eine Beziehung der Wärmemenge $W$ zu der absoluten Temperatur $t$ ergäbe. Man müsste zu diesem Zweck die elektromotorische Kraft $E$ eines Thermoelementes in absolutem Maass messen, während seine Löthstellen eine geringe Temperaturdifferenz $dt$ erhielten, und dann beim Durchleiten eines Stromes von bekannter Intensität durch dasselbe die an der Löthstelle erzeugte Wärmemenge $W$ bestimmen. Hätten wir $W$ und $t$ bestimmt, so würden wir daraus die Wärmemenge finden, welche zur Erzeugung eines Stromes von der Intensität Eins bei verschiedenen Temperaturen erforderlich ist.

**1114** Diese Gesetze behalten indess nur so lange ihre Richtigkeit, als die Temperaturänderungen der Löthstellen eine gewisse Grösse nicht überschreiten. Wie wir Thl. I, §. 617 und flgde. erwähnt haben, kann bei bedeutenderen Temperaturerhöhungen die thermoelektromotorische Kraft zwischen gewissen Metallen, z. B. Eisen und Kupfer, Zink und Silber u. s. w. sogar ihre Richtung ändern. Wir können dann die Richtigkeit des Carnot'schen Gesetzes bei den thermoelektrischen Erscheinungen nur beibehalten, wenn wir annehmen, dass in den einzelnen Metallen selbst, wenn verschiedene Stellen derselben ungleich warm sind, in Folge einer temporären oder permanenten Structuränderung der Metalle eine thermoelektrische Erregung auftrete, und beim Durchleiten des Stromes das Peltier'sche Phänomen sich herstellen könne.

Sind die Temperaturen zweier benachbarter Stellen eines Metalles $t$ und $t + dt$, und können wir annehmen, dass diese Wärmeerzeugungen dem

Werth $dt$ proportional sind, so ist nach Thl. I, §. 699 die durch einen Strom von der Intensität $I$ beim Durchgang durch diese Stellen in der Zeiteinheit erzeugte Wärme gleich $I\sigma dt$ zu setzen, wo $\sigma$ eine von der Natur des betreffenden Metalles abhängige positive oder negative Constante ist.

Haben wir einen Kreis von zwei, an zwei Stellen verlötheten Metallen $A$ und $B$, für welche der Werth $\sigma$ gleich $\sigma_1$ und $\sigma_2$ ist, so werden unter Beibehaltung der dort gewählten Ausdrücke die Gleichungen (1) und (2) sich umändern in

$$E = a\,(W - W_1) - a\left(\int_t^{t_1} \sigma_1\, dt + \int_{t_1}^{t} \sigma_2\, dt\right)$$

$$\frac{W}{t} - \frac{W_1}{t_1} - \left(\int_t^{t_1} \frac{\sigma_1}{t}\, dt + \int_{t_1}^{t} \frac{\sigma_2}{t}\, dt\right) = 0$$

Ist wiederum $t_1$ nur um $dt$ von $t$ verschieden, so geben diese Ausdrücke:

$$E = a\left(\frac{dW}{dt} + \sigma_1 - \sigma_2\right) dt$$

$$\frac{d\left(\frac{W}{t}\right)}{dt} + \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{t} = 0 \text{ oder } \sigma_1 - \sigma_2 = \frac{W}{t} - \frac{dW}{dt}$$

und aus beiden folgt dieselbe Gleichung wie in §. 1113:

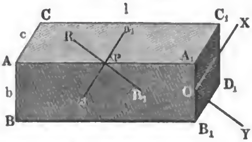
$$E = a\,\frac{W}{t}\, dt\,[1]).$$

1115 Von denselben Betrachtungen weitergehend, berechnet Thomson[2]) die thermoelektrischen Verhältnisse krystallischer Körper. Wir wollen hier nur das Verhalten solcher Körper betrachten, die eine vorherrschende Symmetrieaxe haben, wie z. B. Wismuthstangen. — Es sei $ABC_1D_1$, Fig. 443, eine solche parallelepipedische Stange, deren Kanten $AB = b$, $AC = c$, $AA_1 = l$ seien. Ihre Spaltungsrichtung sei parallel $OY$, ihre

[1]) Indem Avenarius (Pogg. Ann. Bd. CXLIX, p. 372. 1873*) die an jeder Stelle des ungleich erwärmten Metalls auftretende elektromotorische Kraft $a\sigma dt$ zugleich der absoluten Temperatur daselbst, also gleich $\beta t dt$, daher $\sigma = \frac{\beta}{a} t$ setzt, sucht er obige Formel mit seiner Thl. I, §. 622 erwähnten empirischen Formel für die thermoelektromotorische Kraft in Einklang zu bringen. Indess ist doch wohl kaum ganz allgemein anzunehmen, dass die, die Aenderung von $\sigma$ bedingenden allmählichen Cohäsionsänderungen (vgl. Thl. I, §. 626 u. 699), ganz abgesehen von etwaigen plötzlichen Aenderungen, in einem so einfachen Verhältniss mit der Temperatur vor sich gehen. So wird z. B. das Zink mit steigender Temperatur erst weicher, dann wieder härter; in anderen Fällen, wie z. B. beim Rose'schen Metallgemisch, finden noch complicirtere Verhältnisse, und dem entsprechend auch abweichendere Aenderungen der thermoelektromotorischen Kraft statt. —
[2]) W. Thomson, Phil. Mag. [4] Vol. XI, p. 379 u. 433. 1856*.

auf derselben normale Symmetrieaxe $OX$, welche parallel der Ebene $AA_1BB_1$ liege. Es mag die elektromotorische Kraft einer nach der Richtung $OX$ aus einem Stücke Wismuth geschnittenen Stange gegen eine an ihr Ende gelöthete Stange eines Metalles $M$ gleich $\vartheta$, die einer nach der Richtung $OY$ geschnittenen Stange gleich $\varphi$ sein. Die Stange $ABC_1D_1$ sei ganz vom Metall $M$ umgeben, und durch die ganze Masse werde ein Strom von der Intensität $I$ in der Richtung $AA_1$ geleitet, mit welcher die Axe $OX$ den Winkel $\omega$ mache. Die Dichtigkeit des Stromes oder seine Intensität in jeder Einheit des Querschnittes der Stange ist dann

Fig. 443.




$$i = \frac{I}{cb} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 1)$$

Wir können uns den Strom in der Einheit des Querschnittes in der Stange und dem umgebenden Metall an einem Punkt $P$ ihrer Grenzfläche in zwei Componenten $aPa_1$ und $RPR_1$ parallel $OX$ und $OY$ zerlegen, deren Gesammtintensität $i\,cos\,\omega$ und $i\,sin\,\omega$ ist. Da dieselben durch die im Winkel $\omega$ gegen $OX$ geneigte Fläche $AA_1CC_1$ fliessen, so ist ihre Intensität auf der Einheit dieser Fläche $i\,sin\,\omega\,cos\,\omega$ und $i\,cos\,\omega\,sin\,\omega$.

Ist das mechanische Wärmeäquivalent gleich $a$, so wird in Folge des in entgegengesetzter Richtung erfolgenden Durchganges dieser Stromescomponenten auf der Einheit jener Grenzfläche $AA_1CC_1$ die Wärmemenge $-\frac{i}{a}\,cos\,\omega\,sin\,\omega\,.\,t\,(\vartheta - \varphi)$ absorbirt (oder erzeugt), wo $t$ die Temperatur der Grenzfläche ist. Diese Wärmemenge wird auf der Einheit der Oberfläche von $AA_1CC_1$ absorbirt; da die Grösse dieser Fläche gleich $cl$ ist, so ist die gesammte, auf ihr absorbirte Wärme, der eine gleiche, auf $BB_1DD_1$ erzeugte Wärmemenge entspricht:

$$(W) = \frac{1}{a}\,icl\,cos\,\omega\,sin\,\omega\,.\,t\,(\varphi - \vartheta) = \frac{1}{a}\,I\frac{l}{b}\,cos\,\omega\,sin\,\omega\,.\,t\,(\varphi - \vartheta)\,. \quad 2)$$

An den Flächen $ABCD$ und $A_1B_1C_1D_1$, wo der Strom gleichfalls aus dem Metall $M$ in die Stange ein- und austritt, werden ebenso die Wärmemengen

$$(H) = \frac{1}{a}\,It\,(\vartheta\,cos^2\omega + \varphi\,sin^2\omega)$$

erzeugt und absorbirt.

Werden die Seitenflächen der Stange beim Hindurchleiten des Stromes $I$ auf den Temperaturen $t$ und $t_1$, und die Temperaturen der Enden $ABCD$ und $A_1B_1C_1D_1$ gleich und constant erhalten, sind ferner die an den Seitenflächen erzeugten und absorbirten Wärmemengen $(W)$

und $(W_1)$, dieselben an den Endflächen gleich $\pm (\Pi)$, so haben wir die Gleichungen

$$E = a\,[(W) - (W_1)]$$

$$\frac{(W)}{t} - \frac{(W_1)}{t_1} = 0,$$

wo $E$ die in der Richtung $AA_1$ wirkende elektromotorische Kraft bezeichnet, welche durch die Temperaturänderung der Seitenflächen erzeugt wird, und die Werthe $(W)$ und $(W_1)$ durch die Ausdrücke aus der Gleichung (2) ersetzt werden. Die an den Enden erzeugten und verlorenen Wärmemengen $(\Pi)$ verschwinden hier, da sie gleich und entgegengesetzt sind. Ist $t_1$ von $t$ nicht sehr verschieden, so dass wir $t_1 = t + dt$ setzen, so erhalten wir, wie in §. 1113

$$E = a\,\frac{(W)}{t}\,dt.$$

Ist die Temperaturdifferenz grösser, so erhalten wir den Werth $E$ durch Integration dieses Ausdruckes innerhalb der gegebenen Temperaturgrenzen.

Denken wir uns, während die beiden Seitenflächen $AA_1CC_1$ und $BB_1DD_1$ der Stange auf den Temperaturen $t$ und $t_1$ erhalten werden, die Enden $ABCD$ und $A_1B_1C_1D_1$, welche auf der constanten Temperatur $t$ erhalten werden, mit einem Galvanometer verbunden, so wird umgekehrt durch die elektromotorische Kraft $E$, welche in der Richtung der Länge $AA_1$ der Stange wirkt, ein Strom entstehen, dessen Intensität nach Berechnung der Widerstände leicht zu finden ist.

Sind die Enden $ABCD$ und $A_1B_1C_1D_1$ dagegen auf die Temperaturen $t$ und $t_1$ gebracht, und werden die Seitenflächen auf einer constanten Temperatur erhalten, so findet man ebenso die dadurch erzeugte elektromotorische Kraft:

$$E_1 = a\,\frac{(\Pi)}{t}\,dt$$

wo $(\Pi) = \frac{t}{a}\,(\vartheta \cos^2\omega + \varphi \sin^2\omega)$ ist.

Diesen Formeln fügt Thomson stets noch ein Glied bei, welches die etwaige Wärmeentwickelung durch den Strom im Inneren der ungleich erwärmten Metalle selbst darstellt. Wir haben uns schon über die Bedeutung desselben in §. 1114 ausgesprochen. — In Betreff des Verhaltens der Metalle mit drei ungleichen Axen verweisen wir auf die Originalabhandlung.

Wir behandeln jetzt die chemischen Wirkungen im Schliessungskreise. — Wir haben schon Thl. I, §. 686 nachgewiesen, dass die elektromotorische Kraft eines Elementes proportional ist der bei der Zersetzung, resp. Auflösung eines Aequivalentes des Elektrolytes oder der Elektroden in der Kette erzeugten Wärmemenge. Wir können die- 1116

sen Satz noch weiter ausführen. Denken wir uns zunächst in den Stromkreis eines bewegten Leiters, in dem durch magnetische Wirkungen ein Strom von der elektromotorischen Kraft $E$ inducirt wird (§. 1105), eine beliebige galvanische Kette, z. B. eine Daniell'sche Kette, so eingeschaltet, dass ihr Strom dem des bewegten Leiters entgegenwirkt. Ist dann die elektromotorische Kraft $E$ der Kette gleich der im Leiter inducirten, so findet weder eine Wärmeentwickelung, noch ein chemischer Process im Schliessungskreise statt. Die Arbeit, welche auf die Erzeugung eines Inductionsstromes verwendet werden sollte, wird also gerade durch eine äquivalente Arbeitsmenge compensirt, welche in dem Elemente durch die chemischen Processe erzeugt werden würde, wenn dasselbe für sich einen Strom durch den Schliessungskreis schickte. Wenn die bei der Erzeugung eines Stromes von der Intensität $I$ in dem Element aufgelöste Zinkmenge z. B. $z.I$ (wo $z$ das elektromagnetisch-chemische Aequivalent des Zinks ist) und die in demselben hierbei producirte Wärmemenge gleich $zIw$ ist, so würde die hierdurch erzeugte Arbeit $azIw$ sein, wo $a$ das mechanische Wärmeäquivalent ist. Die durch den bewegten Leiter in seinem Schliessungskreise erzeugte Arbeit ist aber nach §. 1105 $A = IE$. Dann ist also $A = azIw = IE$, d. i.

$$E = awz.$$

Die elektromotorische Kraft eines Elementes ist also in elektromagnetischem Maass gleich dem mechanischen Aequivalent der in der Zeiteinheit in demselben bei der Einheit der Stromintensität stattfindenden chemischen Action[1]).

Wir wollen den Werth $zw$, also die bei der Auflösung des elektrochemischen Aequivalentes Zink erzeugte Wärmemenge, welcher die elektromotorische Kraft $E$ proportional ist, mit dem Namen des „thermoelektrischen Aequivalentes" des Zinks bezeichnen.

Setzen wir an Stelle der elektromagnetischen Einheiten die elektrodynamischen oder mechanischen Einheiten der Constanten des Stromes, so erhalten wir dieselben Resultate; dann tritt indess an Stelle des elektromagnetisch-chemischen und thermoelektrischen Aequivalentes des Zinks ein anderer Zahlenwerth.

1117 Die soeben ausgesprochenen Beziehungen sind mehrfach geprüft worden. Sehr einfach gestalten sich dieselben beim Daniell'schen Element.

Joule[2]) hat durch directe Versuche gefunden, dass die in diesem Element bei der Auflösung von 1 Grm. Zink entwickelte gesammte Wärmemenge $w = 769$ oder 734,7 Wärmeeinheiten beträgt (769 Grm. Wasser um 1°C. erwärmen kann).

---

[1]) W. Thomson, Phil. Mag. [4] Vol. II, p. 429 u. 551. 1851*. — [2]) Vergl. Thomson l. c.

Das aus dem elektrochemischen Aequivalent des Wassers 0,009421 (§. 1080) berechnete elektrochemische Aequivalent des Zinks ist $z = 0{,}03411$ Milligramm, also die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette nach beiden Bestimmungen:

$$E_d = zwa = (769 \text{ oder } 734{,}7).0{,}03411.4155.10^6 = 10{,}90.10^{10} \text{ oder } 10{,}42.10^{10},$$

welcher letztere Werth namentlich von dem direct von Bosscha (§. 1082) gefundenen, $10258 . 10^7$, nicht allzusehr abweicht.

Favre und Silbermann haben gefunden, dass 1 Grm. Zink bei der Ausfällung von Kupfer aus Kupfervitriollösung eine Wärmemenge von 714 Wärmeeinheiten entwickelt. Dieses ist aber im Wesentlichen der in der Daniell'schen Kette vorgehende chemische Process, nur dass hier die Ausfällung des Kupfers nicht an derselben Stelle erfolgt, wie die Auflösung des Zinks. — Berechnet man aus dieser Zahl, wie oben, die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette, so erhält man mit Zugrundelegung des elektrochemischen Aequivalents des Zinks $z = 0{,}03411$ Millligramm

$$E_d = 0{,}03411.714.4155.10^6 = 10{,}12.10^{10}.$$

Dieser Werth stimmt ebenfalls gut mit dem von Bosscha gefundenen überein [1]).

Löst sich in dem Daniell'schen Element nicht ein Gramm, sondern 1 Aeq. (32,6 Grm.) Zink auf, so ist die entwickelte Wärmemenge gleich $714.32{,}6 = 23276$ Wärmeeinheiten. Denselben Werth hat Raoult [2]) zu 23900 Wärmeeinheiten gefunden, indem er den Strom einer Daniell'schen oder Bunsen'schen Kette $ZK$, wie in Fig. 444 durch einen dünnen auf eine Glasröhre gewundenen und in einem Quecksilbercalorimeter liegen- 1118

---

1) Wir wollen noch die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette vergleichen mit der einer Magnetelektrisirmaschine, welche aus einer verticalen kreisförmigen Metallscheibe besteht, die um eine horizontale, in der Richtung des magnetischen Meridians liegende Axe rotirt, und deren Centrum und Peripherie durch einen Drath mit einander verbunden sind. Der Radius der Scheibe sei $r$, ihre Winkelgeschwindigkeit $\varphi$, die Zahl ihrer Umdrehungen in der Secunde $n$, die horizontale Componente des Erdmagnetismus sei $H$.

Ist dann ein Element des zum Berührungspunkt der Peripherie mit dem ableitenden Drath führenden Radius $d\varrho$ im Abstande $\varrho$ vom Mittelpunkt gelegen, so ist die bei der Drehung der Scheibe inducirte elektromotorische Kraft

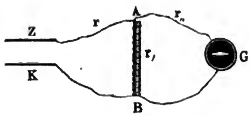
$$E_s = H\int_0^r \varphi\varrho\, d\varrho = \frac{1}{2} r^2 H\varphi = r^2 H n\pi.$$

Ist der Radius der Scheibe $r = 100^{mm}$, $H = 1{,}8$, so ist $E_s = 56547\, n$. Dreht sich die Scheibe in der Secunde einmal herum, so ist also die inducirte elektromotorische Kraft $E_s = 56547$, d. h. nur $\frac{56547}{10730.10^7} = \frac{1}{1898000}$ von der der Daniell'schen Kette. (Vergl. Thomson, Phil. Mag. [4] Vol. II, p. 436. 1851*.)

2) Raoult, Compt. rend. T. LVII, p. 509. 1863; Ann. de Chim et de Phys. [4] T. IV, p. 392. 1865*.

den Platindrath $AB$ leitete und von seinen beiden Enden den Strom zu einem Galvanometer $G$ mit sehr langem Drath abzweigte. Zugleich wurde die in einem Element der Kette niedergeschlagene Kupfermenge $K_1$ bestimmt. Sodann wurde direct durch das Galvanometer der Strom eines Daniell'schen Elementes geleitet und die Stromintensität $I_0$ bestimmt. Sind die Widerstände und die Intensitäten der Ströme bei der ersten Verbindung in den drei Zweigen $BK_{,}Z_{,}A_{,}$, $AB$ und $AGB$ gleich $r, r_{,} r_{,,}$ $I, I_{,} I_{,,}$, so ist, da $r_{,,}$ sehr gross ist,

Fig. 444.




$$I_{,} = I = I_{,,} \frac{r_{,,}}{r_{,}},$$

also die während der Zeiteinheit entwickelte Wärmemenge im Drath $AB$

$$w = I_{,}^2 r = I_{,,}^2 \frac{r_{,,}^2}{r}.$$

Der Strom des Daniell'schen Elementes würde ebenso in seinem Schliessungskreise in der Zeiteinheit die Wärmemenge

$$w_0 = I_0^2 r_{,,}$$

entwickeln. — Wird durch den Strom $I_{,} = I$ in der Zeiteinheit die Kupfermenge $K$ abgeschieden, so würde der Strom $I_0$ in derselben Zeit nur die Kupfermenge $K \frac{I_0}{I}$ abscheiden; also die während der Abscheidung der Kupfermenge Eins durch denselben erzeugte Wärme sein:

$$w_{,} = \frac{1}{K} I I_0 r_{,,}$$

und bei Einsetzen des Werthes $w$

$$w_{,} = \frac{1}{K} w \cdot \frac{I_0}{I_{,,}}.$$

Soll die in dem Kreise des Daniell'schen Elementes während der Abscheidung eines Aequivalentes (31,7 Grm.) Kupfer oder Auflösung eines Aequivalentes Zink entwickelte Wärmemenge berechnet werden, so wäre diese

$$w_a = \frac{31,7}{K} \cdot w \cdot \frac{I_0}{I_{,,}}.$$

Bei sechs Versuchen ergab sich:

| $w$ | $K$ | $\frac{I_{,,}}{I_0}$ | $w_a$ | $w$ | $K$ | $\frac{I_{,,}}{I_0}$ | $w_a$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 717 | 0,227 | 4,157 | 24016 | 530 | 0,307 | 2,296 | 23794 |
| 743 | 0,312 | 3,165 | 25788 | 550 | 0,391 | 1,852 | 24009 |
| 231 | 0,150 | 2,014 | 24175 | 492 | 0,208 | 3,144 | 23812 |

Im Mittel ist $w_a = 23900$ Wärmeeinheiten. Für die Abscheidung von 1 Grm. Zink in der Daniell'schen Kette würde dagegen die Zahl der entwickelten Wärmeeinheiten sein:

$$\frac{23900}{32,6} = 733,1.$$

Ist hiernach die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette in irgend einer Einheit ausgedrückt gleich $E_d$, ist die bei Auflösung eines Aequivalentes Zink in derselben entwickelte Wärme $W_d$, ist die elektromotorische Kraft einer anderen Kette $E$, die bei Zersetzung eines Aequivalentes des Elektrolytes in derselben erregte Wärme $W$, so ist, falls der ganze chemische Process in der Kette $E$ unmittelbar mit der Stromeswirkung zusammenhängt, also primär ist, 1119

$$\frac{E}{W} = \frac{E_d}{W_d}, \text{ d. h. } E = E_d \frac{W}{W_d} \text{ und } W = \frac{E}{E_d} W_d.$$

Diese Formel ist ohne Weiteres bei den sogenannten constanten Ketten zu verwenden. 1120

So ergiebt sich z. B. die während der Auflösung von 1 Grm. Zink in der Kette Zink, Kalilauge ($^1/_{10}$), schwefelsaures Kupferoxyd, Kupfer erzeugte Wärmemenge, da die elektromotorische Kraft des Elementes gleich 1,35 $E_d$ ist, gleich

$$23900 \times 1,35 = 32265 \text{ Wärmeeinheiten,}$$

und dieser Werth stimmt mit den direct zu berechnenden gut überein. Es ist nämlich die Wärmemenge

| | |
|---|---|
| bei Oxydation von 33 Grm. (1 Aeq.) Zink . . . . . . . | 42450 |
| „ Hydratisirung des Oxyds . . . . . . . . . . . . . | 600 |
| „ Verbindung des Hydrats mit Kali . . . . . . . . . | 700 |
| „ Ersetzung des Kupferoxyds im Kupfervitriol durch Kali . | 8360 |
| „ Zersetzung des Kupferoxyds . . . . . . . . . . | — 21880 |
| in Summa | 30230 [1]). |

Zieht man hier alle Wärmewirkungen in Betracht, so müsste hiernach die elektromotorische Kraft des Kalis gegen Kupfervitriollösung $\frac{8360}{23900} D = 0,34\, D$ sein.

Die Berechnungen des §. 1117 ergeben, dass man bei der Bestimmung der elektromotorischen Kraft die ganze Summe der chemischen Processe in der Kette betrachten muss, also in der Daniell'schen Kette die Auflösung des Zinks zu schwefelsaurem Zinkoxyd und die dagegen wirkende Abscheidung des Kupfers aus der Lösung von schwefelsaurem Kupferoxyd. Durchaus unrichtige Resultate würde man erhalten, wenn 1121

[1]) Raoult l. c.

man nur die Oxydation des Zinks zu Zinkoxyd und die entgegenwirkende Reduction des Kupfers aus Kupferoxyd als Ursache der elektromotorischen Kräfte betrachtete, die Auflösung des ersteren und die Abtrennung des letzteren von der Säure aber nicht als wirksam ansähe.

So muss z. B. auch in der Daniell'schen Kette das Zink bei der Auflösung in der umgebenden Flüssigkeit in den flüssigen Zustand übergeführt werden und hierzu ist für je ein elektrochemisches Aequivalent Zink eine bestimmte Wärmemenge $W$ erforderlich. Könnte man das Zink im flüssigen Zustand verwenden, so würde diese Wärmemenge einem äquivalenten Zuwachs an elektromotorischer Kraft entsprechen.

Amalgamiren wir das Zink, so ist es hierdurch verflüssigt; dagegen tritt aber auch bei seiner chemischen Verbindung mit dem Quecksilber eine bestimmte Wärmemenge $W_1$ auf. Wollen wir das Zink im Amalgam in der Kette lösen, so verbrauchen wir eine gleiche Wärmemenge $W_1$, um die chemische Verwandtschaft des Zinks zu dem Quecksilber zu lösen, und nur das Arbeitsäquivalent der Differenz der Wärmemengen $W - W_1$ entspricht dem Zuwachs an elektromotorischer Kraft. Ist bei Anwendung verschiedener Metalle statt des Zinks $W$ grösser oder kleiner als $W_1$, so wird die elektromotorische Kraft des Amalgams grösser oder kleiner, als die des Metalls, oder jenes elektropositiver oder elektronegativer als letzteres sein. Der erste Fall trifft, wie Poggendorff (Thl. I, §. 38) gefunden und später Gaugain[1]) bestätigt hat, beim Zinkamalgam, der letzte beim Cadmiumamalgam ein. — Analog zeigt sich, wenn man Zink- und Cadmiumfeilspäne in Quecksilber löst, im ersten Falle eine Temperaturerniedrigung, im zweiten eine Temperaturerhöhung, indem die latente Schmelzwärme $W$ des Cadmiums zu der des Zinks sich wie 13,66 : 28,13 verhält, die bei der Verbindung mit dem Quecksilber erzeugten Wärmen $W_1$ in beiden Fällen aber wohl nur wenig von einander differiren. In ähnlicher Weise verhält sich Thalliumamalgam (1 Th + 10 Hg) in einem kleinen Thontiegel gegen metallisches Thallium in einer Lösung von schwefelsaurem Thalliumoxyd um 7 Einheiten (die thermoelektrische Kraft eines Wismuthkupferelements bei den Temperaturen 0 und 100° der Löthstellen gleich Eins) negativ. Entsprechend wird bei Lösung des Thalliums in Quecksilber eine bedeutende Wärmemenge erzeugt [2]).

Beim Eisen ist die latente Schmelzwärme wahrscheinlich noch bedeutender, sein Amalgam deshalb ebenfalls positiver als das Metall selbst. Wie Zink verhalten sich Zinn und Blei. Dagegen entwickelt sich bei der Auflösung von Kalium und Natrium im Quecksilber eine bedeutende Wärmemenge; die Amalgame sind elektronegativ gegen die reinen Metalle.

Da indess die latenten Schmelzwärmen gegen die bei den chemischen Processen auftretenden Wärmemengen oft verhältnissmässig klein sind,

---

[1]) Gaugain, Compt. rend. T. XLII, p. 430. 1856*. — [2]) Regnault, Compt. rend. T. LXIV, p. 611. 1867*.

hat der Aggregatzustand der Metalle auf ihr chemisch elektromotorisches Verhalten meist nur einen geringen Einfluss [1]).

Analog verhält sich gehärteter Stahl negativ gegen ungehärteten Stahl, da zur Ueberwindung der Cohäsion des ersteren eine grössere Arbeit erforderlich ist, als bei letzterem, und diese Arbeit für die Erzeugung der elektromotorischen Kraft verschwindet.

Ein ähnliches Verhältniss tritt in der Gaskette ein, wenn die durch den Strom in derselben elektrolytisch abgeschiedenen Gase sich mit den an den Elektroden abgeschiedenen Gasen verbinden und so in der Gaskette keine Polarisition auftritt. 1122

In der Kette Platin mit Chlor-Platin mit Wasserstoff besteht der chemische Process wesentlich in der Bildung von Chlorwasserstoff unter Verzehrung der an den Platinplatten aufgehäuften Gase. Wird nun bei der Verbindung von 1 Aeq. Chlorgas und 1 Aeq. Wasserstoffgas zu Chlorwasserstoffsäure und Lösung derselben in Wasser die Wärmemenge $W_{HCl}$ erzeugt, so müssen hierbei die Gase auf die Dichtigkeit verdichtet werden, welche sie in der Lösung besitzen. Sind die Gase durch die Berührung mit dem Platin schon verdichtet, und werden dabei bei der Verdichtung je eines Aequivalentes die Wärmemengen $W_{Cl}$ und $W_H$ erzeugt, so bedarf es bei Verbindung derselben nicht mehr der auf diese Verdichtung verwendeten Arbeit; zugleich werden aber die Gase von dem Platin mit einer bestimmten Kraft der Absorption festgehalten; sie haben, indem sie sich an das Platin anlagerten, eine gewisse lebendige Kraft der Bewegung zu dem Platin hin verloren, welche der Wärmemenge $w_{Cl}$ und $w_H$ entsprechen möge. Wollen wir sie von dem Platin trennen, so müssen wir hierzu eine diesen Wärmemengen äquivalente Arbeit verwenden (vgl. indess §. 1130).

Der gesammte Wärmeprocess in der Kette bei Zersetzung von 1 Aeq. Chlorwasserstoffsäure, resp. Lösung von 1 Aeq. Chlor und Wasserstoff von den Elektroden ist mithin

$$W = W_{HCl} + W_{Cl} + W_H - (w_{Cl} + w_H),$$

und die elektromotorische Kraft nach §. 1119

$$E = E_d \frac{W}{W_d}.$$

Aehnliche Betrachtungen liessen sich bei anderen Gasketten anstellen. — Wären hierbei die Gase, z. B. das Sauerstoffgas, event. in einen activen Zustand übergeführt, in welchem sie bei der Verbindung mit einander mehr Wärme entwickelten, als im gewöhnlichen Zustande, so wäre auch noch der Unterschied dieser letzteren Wärmeentwickelungen für 1 Aeq. der gebildeten Verbindung zu der Wärme $W$ hinzuzuaddiren.

---

[1]) Vgl. Raoult, Compt. rend. T. LXVIII, p. 643. 1869*.

1123 Treten in der Kette Gasentwickelungen auf, so werden die Erscheinungen complicirter. Schliessen wir z. B. eine Kette amalgamirtes Zink-Platin in verdünnter Schwefelsäure, so löst sich das Zink zu Zinkvitriol auf. Die bei Lösung eines Aequivalentes Zink entwickelte Wärmemenge sei $W_z$. Sodann scheidet sich Wasserstoff am Platin ab und verdichtet sich auf und in demselben. Würde der Wasserstoff als Gas im gewöhnlichen Zustand entweichen, so mag hierbei die Wärmemenge $W_H$ für je 1 Aeq. des entweichenden Wasserstoffs verbraucht werden. Im Anfang der Schliessung wird aber der Wasserstoff vom Platin absorbirt. Es mag dabei die Wärmemenge $W_a$ frei werden. Ist dann die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette $E_d$, die in derselben bei Auflösung eines Aequivalentes Zink erzeugte Wärmemenge $W_d = 23900$, so wäre die bei anfänglicher Schliessung beobachtete elektromotorische Kraft unserer Combination

$$E = \frac{W_z - W_H + W_a}{W_d} E_d.$$

Ersetzen wir das Platin durch andere Metalle, so ändert sich der Werth $W_a$, und die elektromotorische Kraft $E$ kann verschiedene Werthe erhalten.

Zu diesen Wärmewerthen kann in gewissen Fällen noch ein anderer hinzutreten. Scheidet sich z. B. an einer Elektrode ein Gas ab, welches in zwei allotropen Zuständen existiren kann, wie wir sie z. B. beim Sauerstoff kennen, und wird das Gas durch den Contact mit der Elektrode in einen anderen Zustand übergeführt, als in welchem es abgeschieden war, so wird auch die hierbei stattfindende Wärmeänderung in Betracht zu ziehen sein. Beträgt dieselbe bei Allotropisirung eines Aequivalentes des Gases $\pm W_o$, so ändert sich die elektromotorische Kraft um $\frac{W_o}{W_d} E_d$.

1124 Sind die Elektroden des Elementes völlig mit den an ihnen abgeschiedenen Gasen gesättigt und entweichen dieselben nun bei dauerndem Strom, so besitzt das Element nur noch eine geringere elektromotorische Kraft, indem die ursprüngliche Kraft durch die Polarisation geschwächt ist.

Wir können dann nach bekannten Methoden die elektromotorische Kraft $E$ des Elementes bestimmen und hiernach die Wärmemenge $W_e$ berechnen, die dieser elektromotorischen Kraft für 1 Aeq. des zersetzten Elektrolytes entspricht. Bringen wir aber das Element mit seinem Schliessungsdrath in ein Calorimeter und bestimmen die darin bei Zersetzung von 1 Aeq. des Elektrolytes wirklich erzeugte totale Wärmemenge $W_t$, so zeigt sich in vielen Fällen ein Unterschied zwischen $W_e$ und $W_t$.

Dies rührt davon her, dass, wenn die Ionen unmittelbar an den Elektroden des Elementes in bestimmten Zuständen abgeschieden wor-

den sind, die Wärmeprocesse, welche diese Abscheidung begleiten, den elektromotorischen Kräften in der Kette entsprechen; wenn aber die Ionen **nach der Trennung** von den Elektroden, sei es in einen anderen allotropen Zustand übergehen, oder einen anderen Aggregatzustand oder andere Dichtigkeit annehmen, oder noch weitere chemische Processe erleiden, z. B. oxydirt werden, auch bei diesen Processen **secundäre** Wärmeänderungen auftreten, die von den unmittelbar **primär** an der Strombildung theilnehmenden, thermochemischen Processen unabhängig sind. Die Differenz der der elektromotorischen Kraft einer Kette $E$ äquivalenten Wärmemenge $W_e = \frac{E}{E_d} W_d$ und der beim Einsenken der ganzen geschlossenen Kette in das Calorimeter beobachteten totalen Wärme $W_t$

$$W_l = W_t - W_e$$

ist dann gleich dieser **secundären**, von der Strombildung unabhängig erzeugten Wärme.

Diese Wärmemenge bleibt selbstverständlich in der Kette und vertheilt sich nicht, wie $W_e$, im Verhältniss der Widerstände im ganzen Schliessungskreise. Man pflegt deshalb diese secundär erzeugte Wärme auch wohl mit dem Namen **locale** Wärme zu bezeichnen.

In allen Fällen wird die Gesammtwärme $W_t$ der ganzen Wärmemenge entsprechen, welche erzeugt wird, wenn gleiche Aequivalente der in der Kette frei ausgeschiedenen Ionen in den Zustand, in dem sie frei auftreten, sich wieder vereinigen.

Kann man die Wärmemenge $W_t$ durch directe Verbindungsversuche bestimmen, so kann man auch diese Bestimmung im Verein mit der Messung der Wärme $W_e$ zur Bestimmung von $W_l$ verwenden.

Eine zweite Methode, durch welche man die primäre und secundäre **1125**
Wärme $W_e$ und $W_l$ in einem galvanischen Element ohne besondere Messung der elektromotorischen Kraft bestimmen kann, besteht darin, dass man das Element in ein Calorimeter setzt und **ausserhalb desselben** durch einen Drath von so grossem Widerstand schliesst, dass dagegen der Widerstand des Elementes verschwindet. Dann tritt die primäre Wärme fast ausschliesslich in jenem Schliessungsdrath auf. Die während der Zersetzung von 1 Aeq. des Elektrolytes des Elementes im Calorimeter angezeigte Wärmemenge entspricht also allein der secundären Wärme $W_l$. Wird dann das Element **mit** dem Schliessungsdrath in das Calorimeter gebracht, so erhält man die Summe $W_t = W_e + W_l$, woraus sich unmittelbar $W_e$ ergiebt.

Man kann nach einer dritten, indess umständlicheren Methode, eben- **1126**
falls ohne die elektromotorische Kraft eines Elementes zu bestimmen, direct die seiner elektromotorischen Kraft primär entsprechende Wärmemenge $W_e$ messen. Man schliesst die Kette durch einen Drath von

grossem Widerstande $r$ und bringt diesen in ein Calorimeter. Ist die Wärmemenge, welche in demselben bei Zersetzung eines Aequivalentes seines Elektrolytes frei wird gleich $w_r$, ist der Widerstand der Kette gleich $R$, so ist $W_e = w_r \frac{r + R}{r}$. Auch kann man die Kette selbst in ein zweites Calorimeter bringen und die daselbst erzeugte Wärme bestimmen, die nun $w_k = W_e \frac{R}{R + r} + W_l$ ist. Durch Wiederholung dieser Versuche mit verschiedenen Widerständen $r$ lässt sich $R$ eliminiren und $W_e$ und $W_l$ ableiten. Setzt man Kette und Schliessungsdrath zusammen in dasselbe Calorimeter, so beobachtet man, wie oben erwähnt, in gleicher Weise direct den Werth $W_t = W_e + W_l$.

1127 Ist die elektromotorische Kraft der zu untersuchenden Kette $K$ nach eingetretener Polarisation so gering, dass sie keinen merklichen Strom mehr erzeugt, so kann man in diesem Falle eine vierte Methode anwenden. Man schaltet sie als Zersetzungszelle in den Schliessungskreis einer Säule $S$ von bekannter Wärmewirkung $W'$ in gleichem Sinne durch kurze Dräthe ein und bringt sie mit jener zusammen in ein Calorimeter. Ist die während der Zersetzung von 1 Aequivalent des Elektrolytes erzeugte Gesammtwärme $W_t'$, so ist $W_t' - W' = W_t$ die in der Kette $K$ erzeugte primäre und secundäre Wärmemenge. Durch Bestimmung ihrer elektromotorischen Kraft kann man nun entweder die primäre Wärme $W_e$ bestimmen und so $W_l = W_t - W_e$ erhalten, oder $S$ und $K$ durch einen Drath von grossem Widerstand ausser dem Calorimeter schliessen. Kennt man die locale Wärme $W_l'$ in der Säule $S$, so ist die Differenz der jetzt beobachteten Wärme und $W_l'$ die locale Wärme $W_l$ der Kette $K$.

1128 Wir stellen jetzt die nach diesen Methoden gewonnenen Hauptresultate zusammen.

Nach der §. 1126 erwähnten Methode III hat Favre[1]) u. A. die primäre und secundäre Wärme $W_t$ und $W_l$ in der Smee'schen Kette [Zink, platinirtes Kupfer, verdünnte Schwefelsäure ($^1/_{50}$)] während der Entwickelung eines Grammes Wasserstoff beobachtet. Er bediente sich dazu seines mit Muffeln versehenen Quecksilbercalorimeters, und schloss die Kette durch Platindräthe von 0,265$^{mm}$ Dicke und 25 bis 200$^{mm}$ Länge. Die in der im Calorimeter befindlichen Kette allein ($w_k$) oder die in den Dräthen allein ($w_r$) erzeugten Wärmemengen betrugen während der Abscheidung von 1 Grm. Wasserstoff:

---

[1]) Favre, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XL, p. 293. 1854*.

| Länge des Drathes | $w_k$ | $w_r$ |
|---|---|---|
| 25 | 13127 | 4965 |
| 50 | 11690 | 6557 |
| 100 | 10439 | 7746 |
| 200 | 8992 | 9030 |

Es ergab sich ferner $W_t$ = 18092 bis 18247 Wärmeeinheiten.

Als Mittel aus diesen Versuchen ergab sich die secundäre Wärme $W_l$ = 7589.

Zu ähnlichen Resultaten führen andere Versuche von Favre[1]), bei denen er aus der in dem Schliessungsdrath eines Smee'schen Elementes frei werdenden Wärme die während der Auflösung von 1 Aeq. Zink im ganzen Schliessungskreise frei werdende Wärme $W_e$ nach dem Verhältniss der Widerstände des Drathes und Elementes berechnet, und stets eine um etwa nur $W_l$ = 3600 Einheiten zu kleine Wärmemenge findet. Spätere Versuche[2]) zeigten, dass, wenn die Widerstände der eingeschalteten Dräthe von 7000 bis 250 abnahmen, während der Widerstand der Kette gleich 70 war, die locale Wärme $W_l$ von 1816 bis 5410 Wärmeeinheiten zunahm. Bei jedem Versuch wurde die Kette von Neuem mit verdünnter Säure gefüllt, da sonst durch Bildung von Zinkvitriol Schwankungen eintraten. Mit wachsender Stromintensität oder richtiger Stromesdichtigkeit wandelt sich also ein immer grösserer Theil des am Platin in irgend einem activen Zustande abgeschiedenen Wasserstoffs in einiger Entfernung von den Elektroden secundär in den gewöhnlichen Zustand um. Da diese Umwandlung nicht an den Elektroden erfolgt und die der Strombildung entsprechende Wärmemenge somit geringer wird, ist auch die elektromotorische Kraft der Kette und die in ihrem Schliessungskreis stattfindende, derselben entsprechende Wärmeentwickelung mit wachsender Stromesdichtigkeit kleiner. In obigem Beispiel sinkt letztere von 18018 bis 14424 Wärmeeinheiten. — Zu ähnlichen Resultaten führt auch eine speciellere Betrachtung der weniger genauen Versuche von Joule[3]), durch welche er unter einer nicht ganz richtigen Annahme sein Erwärmungsgesetz auch bei Elektrolyten nachweisen wollte[4]).

Man kann hiernach die elektromotorische Kraft $E_s$ der Smee'schen Kette nach Herstellung der Polarisation berechnen. Bei der Entwickelung von 1 Grm. Wasserstoff werden in der Kette 18137 Wärmeeinheiten frei; subtrahirt man hiervon die 7589 secundär entwickelten Wärmeeinheiten, so ist die der primären Stromeswirkung entsprechende Wärmemenge $W$ = 10548. Da nun die in der Daniell'schen Kette bei Auflösung von 1 Aeq. (32,6 Grm.) Zink frei werdende Wärmemenge $W_d$ = 23900 ist, so ist, wenn $E_d$ die elektromotorische Kraft der Daniell'- 1129

---

1) Favre, Compt. rend. T. XLVII, p. 599. 1858* (vergl. auch de la Rive, Arch. des Sc. phys. et nat. Nouv. Sér. T. IV, p. 81 und ibid. p. 355. 1859*. — 2) Favre, Compt. rend. T. LXVII, p. 1015. 1868*. — 3) Joule, Phil. Mag. Vol. XIX, p. 267. 1841*. — 4) Bosscha, Pogg. Ann. Bd. CVIII, S. 312. 1859*.

schen Kette ist, die elektromotorische Kraft der Smee'schen Kette mit Einschluss der Polarisation:

$$E_s = \frac{10548}{23900} E_d = 0{,}44\ E_d.$$

1130 Auf ähnliche Weise hat Favre[1]) die totale, primäre und locale Wärme $W_t$, $W_e$ und $W_l$ in einem Palladium-Zink und Platin-Zinkelement bestimmt, welche mit verdünnter Schwefelsäure gefüllt waren. Die Elemente wurden erst für sich geschlossen in ein Calorimeter gesetzt und die während Abscheidung von 1 Aeq. Wasserstoff in ihnen erzeugte totale Wärme $W_t$ gemessen. Sodann wurden sie im Calorimeter belassen, aber von aussen ein Strom durch sie hindurchgeleitet, so dass sich auf der Palladiumplatte Wasserstoff abschied, und ausserhalb des Calorimeters ein sehr grosser Widerstand eingeschaltet. An dem Palladium erschien gar kein Wasserstoff. So ergab sich $W_l$. Hiernach war:

| | $W_t$ | $W_l$ | $W_e$ |
|---|---|---|---|
| Zink-Palladium in verdünnter Schwefelsäure | 23938 | 8850 | 15088 |
| Zink-Platin „ „ „ | 19834 | 4662 | 15172 |

In beiden Elementen ist die der elektromotorischen Kraft entsprechende Wärmemenge $W_e$ fast dieselbe; die bedeutende Absorption des Wasserstoffs durch das Palladium wirkt also bei der eigentlichen Stromesbildung kaum mit; sie ist ein rein secundärer Vorgang neben den den Strom begleitenden elektrolytischen Processen. Die Wärmemenge 8850 — 4662 = 4188 entspricht der überwiegenden Absorption des Wasserstoffs durch das Palladium.

Aehnliche Versuche wurden mit Elementen von amalgamirtem Zink oder Cadmium und Platin in verdünnter Schwefelsäure und in verdünnter Chlorwasserstoffsäure angestellt. — Bei Ladung eines Smee'schen Elementes mit verschiedenen Säuren fand Favre[2]) ebenso:

| | $W_t$ | $W_l$ | $W_e$ |
|---|---|---|---|
| Chlorwasserstoff | 17412 | 679 | 16738 |
| Bromwasserstoff | 17950 | 2983 | 14967 |
| Jodwasserstoff | 17899 | 3315 | 14584 |

1131 Nach der Methode IV (§. 1127) hat Favre[3]) gleichfalls eine Reihe von Bestimmungen ausgeführt.

In ein Calorimeter mit zwei Muffeln wurde zuerst ($A$) eine Smee'sche Kette und ein Element mit zwei Flüssigkeiten eingefügt. Letzteres bestand aus einem Glasrohr, das einen aufgeschlitzten, vielfach durchbohrten Platincylinder enthielt, in welchem ein mit verdünnter Schwefel-

[1]) Favre, Compt. rend. T. LXVIII, p. 1306. 1869*. — [2]) Favre, Compt. rend. T. LXXIII, p. 971. 1871*. — [3]) Favre, Compt. rend. T. LXIX, p. 34. 1869*. — Die Schreibweise Favre's könnte leicht Irrthümer in der Wiedergabe seiner Data veranlasst haben.

säure gefüllter Thoncylinder stand, in den ein Bündel Zinkdräthe eingesenkt war. Beide Ketten waren durch einen Drath von verschwindendem Widerstand verbunden und durch einen in einer dritten Muffel des Calorimeters befindlichen Rheostaten geschlossen. Sodann (*B*) wurde das Element in ein besonderes Calorimeter gesetzt und durch eine Tangentenbussole und einen Drath von so grossem Widerstand geschlossen, dass dagegen der Widerstand des Elementes verschwand. Die erstere Reihe liefert die während der Elektrolyse von 1 Aeq. Wasserstoff u.s.f. in beiden Elementen erzeugte Wärmemenge, die zweite die locale, an den Elektroden erzeugte Wärme. Auf diese Weise ist

| | $W_t$ | $W_l$ | $W_e$ |
|---|---|---|---|
| Daniell's Element . . . . . . . . . . | 25060 | 1067 | 23993 |
| Element mit schwefelsaurem Quecksilberoxyd | 37572 | 8270 | 29302 |
| „ „ Schwefelsäure u. Chromsäure . | 58644 | 28419 | 30225 |
| Grove's Element . . . . . . . . . . | 41490 | —4957 | 46447 |
| Element mit Wasserstoffsuperoxyd u. Salzsäure | 65505 | 44701 | 20804 |

Besonders beachtenswerth ist hier die bedeutende, für die Strombildung verlorene, locale Wärmeerzeugung in dem Element mit Chromsäure, vermuthlich in Folge von Bildung von Chromoxyd, welches sich secundär in der Säure löst. Noch bedeutender (44701 Wärmeeinheiten) ist die secundäre Wärmeerzeugung in dem Element mit Wasserstoffsuperoxyd. Addirt man die Verbindungswärme von 1 Aeq. Wasserstoff mit 1 Aeq. Sauerstoff (34462) zu der bei der Zersetzung von Wasserstoffsuperoxyd in Wasser und Sauerstoff erzeugten Wärme (10904), so erhält man die Wärmemenge 45366, also nahezu die oben erhaltene Zahl, so dass die secundäre Wärme im Element der secundären Verbrennung des abgeschiedenen Wasserstoffs auf Kosten des Wasserstoffsuperoxyds zuzuschreiben wäre. — Im Grove'schen Element tritt in Folge der secundären chemischen Processe sogar Kälteerzeugung ein.

Nach derselben Methode fand Favre[1]):

| | $W_e$ | $W_l$ |
|---|---|---|
| Grove'sches Element mit rauchender Salpetersäure | 49867 | 2867 |
| „ „ „ gewöhnlicher Salpetersäure . . . . . . . | 46447 | — |
| „ „ „ Uebermangansäure und Schwefelsäure . . . | 39034 | 21420 |
| „ „ „ unterchlorichter Säure . | 50806 | 12064 |

Das Verhältniss der hier durch die calorischen Vorgänge gefundenen elektromotorischen Kräfte der Daniell'schen und Grove'schen Kette (1 : 1,94) weicht von dem sonst gefundenen (1 : 1,78) sehr bedeutend (um 11 Proc.) ab[2]). Eine Wiederholung der Versuche erscheint hiernach sehr wünschenswerth.

1) Favre, Compt. rend. T. LXXIII, p. 890. 1871*. — 2) Vgl. auch F. Kohlrausch, Göttinger Nachr. 1873. 1. Febr. Pogg. Ann. Bd. CXLIX, S. 183. 1873*.

1132 Bestimmt man die Wärmemenge, welche in dem Schliessungskreis einer Säule bei Zersetzung eines Aequivalentes ihres Elektrolytes erzeugt wird, etwa, indem man sie mit ihrer Schliessung in ein Calorimeter einfügt, und setzt sodann mit der Säule noch eine in ihren Schliessungskreis eingefügte Zersetzungszelle in das Calorimeter ein, so verschwindet bei dem gleichen elektrolytischen Process aus dem Schliessungskreis zunächst eine Wärmemenge, welche der bei der Zersetzung in der Zelle gebrauchten Arbeit entspricht und gleich ist der Wärmemenge, die bei der Vereinigung der unmittelbar an den Elektroden in einem gewissen Zustand abgeschiedenen Ionen auftreten würde. Wandeln sich die Ionen nun noch secundär, unabhängig von der Stromeswirkung, in eine andere Modification um, oder gehen sie dabei in einen anderen Dichtigkeitszustand über und entweichen in diesem, so wird auch die hierbei stattfindende Wärmeänderung vom Calorimeter angezeigt. Der gesammte Wärmeverlust ist also gleich der Wärme, welche bei Wiedervereinigung der in der Zerlegungszelle frei abgeschiedenen oder in Gasform aus derselben entweichenden Ionen in ihrem gewöhnlichen Zustand erzeugt würde.

1133 Diesen Satz hat Favre [1]) an einem einfachen Beispiel dargelegt. Er brachte in der mit Quecksilber gefüllten, 4 Liter haltenden Kugel seines Calorimeters sieben unten geschlossene Röhren an. In fünf derselben wurden fünf mit verdünnter Säure gefüllte und hinter einander verbundene Elemente aus Platten von amalgamirtem Zink und platinirtem Platin oder von Cadmium und Silber eingesetzt. In die sechste Röhre wurde ein Voltameter eingelegt. Die in den Elementen und in dem Voltameter entwickelten Gase wurden in darüber gestellten, umgekehrten Reagirgläsern aufgefangen. Die Ausdehnung des Quecksilbers im Calorimeter ergab folgende Wärmemengen während der Auflösung von 1 Aeq. Zink in allen fünf Elementen zusammen:

1) Säule ohne Voltameter geschlossen 18796 Wärmeeinheiten
2) Säule mit Voltameter geschlossen 11769 Wärmeeinheiten.

Die erste Wärmemenge ist genau gleich derjenigen, welche bei directer Auflösung des in der Säule verbrauchten Zinks in verdünnter Säure frei geworden wäre. Der Unterschied des bei dem zweiten Versuch erhaltenen Werthes von jenem (18796 — 11769 = 7027) ist fast völlig gleich der Wärmemenge, welche zur Zersetzung des Wassers in dem Voltameter ($^1/_5$ Aeq.) verwendet werden musste. Da die Verbindungswärme von 1 Aeq. Wasserstoff mit 1 Aeq. Sauerstoff gleich 34460 ist, so hätte dieselbe 6892 sein müssen.

Bei einem anderen Versuch wurde das Voltameter mit Kupfervitriollösung gefüllt. Auf der einen Elektrode entwickelte sich Sauerstoff, an der anderen schied sich Kupfer ab.

Die während der Auflösung von 1 Aeq. Zink in der Säule erzeugte

[1]) Favre, Compt. rend. T. XXXIX, p. 1212. 1854*.

Wärmemenge betrug 12728 Einheiten. Addiren wir hierzu die bei der Zersetzung von $^1/_5$ Aeq. $CuSO_4$ verbrauchte Wärmemenge (5921), so erhalten wir wiederum nahezu die ganze in der Säule ohne Einschaltung der Kupferlösung erzeugte Wärmemenge (18649).

Wird nach Abscheidung des Kupfers im Voltameter die Richtung des dasselbe durchfliessenden Stromes umgekehrt, so löst sich das an der einen Elektrode abgesetzte Kupfer auf, und eine äquivalente Menge Kupfer schlägt sich auf der anderen Elektrode nieder. Die bei beiden Processen stattfindenden Wärmewirkungen heben sich auf. In der That ergab sich nun die während der Auflösung von 1 Aeq. Zink im Schliessungskreis erzeugte Wärmemenge gleich 18702 [1]).

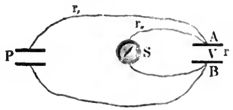
In ganz ähnlicher Weise, wie bei den erwähnten Methoden, kann **1134**
man die Wärmeprocesse bestimmen, welche in einer durch einen Strom polarisirten Zersetzungszelle einmal zur Erzeugung der elektromotorischen Kraft $p$ der Polarisation verwendet werden ($W_p$), und sodann die localen oder secundären Wärmeprocesse $W_l$, welche in dem Voltameter, unabhängig von der Stromeswirkung, durch secundäre Umänderung der Ionen während der Zersetzung eines Aequivalentes des Elektrolytes stattfinden. — Bestimmen wir die elektromotorische Kraft $p$ einer Zersetzungszelle $V$ nach Herstellung ihrer Polarisation in dem geschlossenen Kreise nach bekannten Methoden, so können wir die dem primären Process der Zersetzung eines Aequivalentes des Elektrolytes in derselben entsprechende Wärmemenge nach der Formel $W_p = W_d \frac{p}{E_d}$ berechnen, wo $E_d$ und $W_d$, wie oben, die elektromotorische Kraft und Wärmeerzeugung bei Lösung eines Aequivalentes Zink in der Daniell'schen Kette sind. — Wir setzen darauf die mit der Säule verbundene Zersetzungszelle $V$ in ein besonderes Calorimeter, bestimmen die während der Zersetzung eines Aequivalentes in derselben erzeugte Wärmemenge $W$ und ersetzen sodann $V$ durch einen Drath $R$ von gleichem Widerstand. Durch Einschaltung von Rheostatenlängen in die Schliessung bringen wir die Intensität des Stromes auf den früheren Werth $I$, so dass also in derselben Zeit, wie vorher, ein Aequivalent Zink in der den Strom liefernden Säule aufgelöst wird. — Wir bestimmen die während dieser Zeit in dem Drath $R$ erzeugte Wärmemenge $W_r$. Würden keine secundären Wärmevorgänge in der Zelle $V$ eintreten, so müsste $W = W_r$ sein. Ist $W$ von $W_r$ verschieden, so entspricht der Unterschied $W - W_r$ der in der Zelle secundär erzeugten Wärmemenge $W_l$.

Auf einem umständlicheren Wege hat Raoult [2]) die in einem Vol- **1135**
tameter $V$ entwickelte Wärme bestimmt. Er setzt dasselbe in die Muf-

[1]) Einige ähnliche Versuche s. Joule, Phil. Mag. [4] Vol. III, p. 481. 1852*. — [2]) Raoult, Compt. rend. T. LIX, p. 521. 1864*; Ann. de Chim. et de Phys. [4] T. IV, p. 411. 1865*.

fel eines Silbermann'schen Calorimeters ein und verbindet seine Elektroden $A$ und $B$ mit den Polen einer starken Daniell'schen Säule $P$. Zugleich werden die Elektroden $A$ und $B$ mit einer Sinusbussole $S$ von so grossem Widerstand $r_{,,}$ verbunden, dass die übrigen Widerstände der Schliessung gegen denselben verschwinden, und die Intensität $I_{,,}$ des Stromes in derselben abgelesen. Endlich wird gleichzeitig die in einem Element der Säule $P$ abgeschiedene Kupfermenge $K$ und die in derselben Zeit im Voltameter entwickelte Wärmemenge $W$ gemessen. — Nach diesen Bestimmungen wird mit Hülfe der Thl. I, §. 478 beschriebenen Wippe die elektromotorische Kraft $p$ der Polarisation des Voltameters und die Intensität $I_0$ des Stromes eines für sich mit der Sinusbussole verbundenen Daniell'schen Normalelementes bestimmt.

Fig. 445.




Es seien bei der ersten Schliessung die Intensitäten der Ströme und die Widerstände in den drei Zweigen $AVB$, $APB$ und $ASB$ resp. $I$, $I_{,}$, $I_{,,}$ und $r$, $r_{,}$, $r_{,,}$; dann ist, da $r$ sehr gross ist,

$$I = I_{,} \quad \text{und} \quad Ir - I_{,,}r_{,,} = -p,$$

also

$$Ir = I_{,,}r_{,,} - p.$$

$Ir$ ist die elektromotorische Kraft $E$, welche, ins Gesammt in $A$ und $B$ wirkend, im Voltameter allein einen Strom von der Intensität $I$ erzeugt; ebenso ist $I_{,,}r_{,,}$ die elektromotorische Kraft $E_{,,}$, welche, an den Enden der Leitung $ASB$ wirkend, in derselben den Strom $I_{,,}$ erzeugt. Also ist $E = E_{,,} - p$. Da nun die elektromotorische Kraft $E_d$ eines Daniell'schen Elementes in derselben Leitung den Strom $I_0$ erzeugt, so ist

$$E_{,,} = E_d \frac{I_{,,}}{I_0}.$$

Da ferner die Daniell'sche Kette während der Abscheidung von 1 Aeq. Kupfer in ihrem ganzen Kreise die Wärmemenge $W_d = 23900$ Wärmeeinheiten hervorbringt, so wird die elektromotorische Kraft $E$ die Wärmemenge

$$W_E = \frac{E}{E_d} 23900 = \left(\frac{I_{,,}}{I_0} - \frac{p}{E_d}\right) 23900$$

erzeugen, welcher Werth sich berechnen lässt, da $I_{,,}$, $I_0$, $p$ und $E_d$ bekannt sind. — Ist nun in dem Voltameter in der That während der Abscheidung eines Aequivalentes Kupfer durch den Strom $I_{,} = I$ die totale Wärmemenge

$$W_T = \frac{W}{K} 31{,}6$$

erzeugt, so ist die Differenz, die Wärmemenge

$$W_l = W_T - W_E$$

durch locale Einflüsse im Voltameter verloren und nicht zur Erzeugung der elektromotorischen Kraft im ganzen Schliessungskreise verbraucht worden.

Die der elektromotorischen Kräfte des Voltameters allein entsprechende primäre Wärmemenge ist

$$W_p = \frac{p}{E_d} \cdot 23900.$$

So ergab sich z. B. bei Zersetzung von Lösung von schwefelsaurem Kupferoxyd (positive Elektrode ein dicker Platindrath, negative ein Kupferdrath, spiralförmig um den ersten gewunden, ohne ihn zu berühren; $t$ bezeichnet die Dauer des Versuchs in Secunden):

| Daniell'sche Elemente | $t$ | $p$ | $E_{\prime\prime}$ | $K$ | $W_T$ | $W_p$ | $W_l$ | $W_p - W$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 12 | 362″ | $1{,}59\,E_d$ | $2{,}39\ E_d$ | 0,461^gr | 289,7 | 38001 | +7594 | 30407 |
| 3 | 378″ | $1{,}58\,E_d$ | $1{,}93\ E_d$ | 0,211^gr | 109,2 | 37762 | +7997 | 29765 |
| 2 | 1118″ | $1{,}36\,E_d$ | $1{,}57\ E_d$ | 0,373^gr | 92,5 | 32504 | +2821 | 29951 |

In diesem Fall ist die secundäre Wärme $W_l$ positiv; es wird also in dem Voltameter mehr Wärme entwickelt, als der in demselben ins Gesammt wirkenden elektromotorischen Kraft und seinem Widerstand zukommt. Dieselbe entspricht hauptsächlich dem Uebergang des activ abgeschiedenen Sauerstoffs in den gewöhnlichen Zustand, und kann je nach der Stromesdichtigkeit, also je nachdem der Sauerstoff in grösserer oder geringerer Menge activ entweicht, verschieden sein. Ein wenig könnte auch eine Aenderung der Dichtigkeit des abgeschiedenen Kupfers wirken. Die Wärmemengen $W_p - W_l$ geben direct die bei der Verbindung von Kupfer mit gewöhnlichem Sauerstoff erzeugten Wärmemengen. Sie sind im Mittel 29951, während directe Versuche von Favre und Silbermann den Werth 29605 ergaben.

Wurde in gleicher Weise schwefelsaures Wasser in einem durch ein Thonrohr in zwei Abtheilungen getheiltes Gefäss zwischen Platinelektroden mittelst stärkerer und schwächerer Ströme zersetzt, so ergab sich

| $p$ | $E_{\prime\prime}$ | $K$ | $W_T$ | $W_p$ | $W_l$ | $W_p - W_l$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $2{,}04\,E_d$ | $3{,}30\,E_d$ | 0,396^gr | 564 | 48756 | 14898 | 33858 |
| $1{,}75\,E_d$ | $2{,}42\,E_d$ | 0,174^gr | 130 | 41825 | 7596 | 34229 |

Der Werth $W_p - W_l = 34043$ im Mittel entspricht wiederum sehr nahe den von Favre und Silbermann gefundenen Wärmemengen bei Verbindung von 1 Aeq. gewöhnlichem Sauerstoff und Wasserstoff (34462). $W_l$ entspricht der beim Uebergang der activ entwickelten Gase, namentlich des Sauerstoffs, in den gewöhnlichen Zustand. Je nach der Stromesdichtigkeit ist diese Menge verschieden, also auch $W_l$.

Ist der Werth $W_l = o$, so also z. B. bei constanten Elementen, welche an Stelle des Voltameters in das Calorimeter eingesetzt werden, so ist die in denselben entwickelte totale Wärme direct

$$W_E = W_T = \left(\frac{I_{\prime\prime}}{I_o} - \frac{p}{E_d}\right) 23900;$$

also die bei der Abscheidung eines Aequivalentes der Ionen in den constanten Elementen erzeugte Wärme

$$W_p = \frac{p}{E_d}\,23900 = \frac{I_u}{I_o}\,23900 - \frac{W}{K}\,31{,}6.$$

So ergab sich für die Combinationen

Kupfer, Kupfervitriol, Zinkvitriol, Zink . . . . . . $W_p = 23367$
Blei, essigsaures Bleioxyd, essigsaures Zinkoxyd, Zink $W_p = 15804$

Bei directer Ersetzung von 1 Aeq. Kupfer und Blei in dem schwefelsauren Kupferoxyd und essigsauren Bleioxyd durch Zink werden die fast gleichen Wärmemengen 23564 und 11691 entwickelt.

1136 Eine andere Methode ist ganz der §. 1124 beschriebenen Methode gleich. Man bestimmt zuerst nach directer Messung der elektromotorischen Kraft der Polarisation $p$ der Zersetzungszelle nach der Formel $W_p = \frac{p}{E_d}\,23900$ die der elektromotorischen Kraft $p$ entsprechende Wärmemenge $W_p$; sodann bestimmt man durch directe chemische Vereinigung die Wärmemenge $W_{ch}$, welche bei Verbindung je eines Aequivalentes der frei in der Zersetzungszelle auftretenden Ionen erzeugt wird. Dann ist die secundäre Wärme

$$W_l = W_p - W_{ch}.$$

1137 Mittelst dieses Verfahrens bestimmte Raoult[1]) den Einfluss der Temperatur auf die primären und secundären Wärmevorgänge in der Zersetzungszelle. Es ergab sich hierbei die chemische Verbindungswärme $W_{ch}$, die elektromotorische Kraft der Polarisation $p$, die ihr entsprechende Wärme $W_p$ und die local entwickelte Wärme $W_l$ während der Zersetzung von einem Aequivalent des Elektrolytes:

| | | $p$ | | | $W_p$ | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | $W_{ch}$ | 0° | 50° | 100° | 0° | 50° | 100° |
| Smee'sches Element | 18444 | 55 | 63 | 70 | 13145 | 15057 | 16750 |
| Voltameter, Platinelektroden in Kupfervitriol *) | 29605 | 166 | 149 | 131 | 39674 | 35611 | 31309 |
| desgl. in verdünnter Schwefelsäure *) | 34462 | 214 | 187 | 163 | 51146 | 44693 | 38957 |

*) Beide nach längerem Durchleiten eines Stromes polarisirt.

Hieraus berechnet sich:

| | $W_l$ | | |
|---|---|---|---|
| | 0° | 50° | 100° |
| Smee'sches Element . . . . . . . . | 5299 | 3387 | 1714 |
| Voltameter mit Kupfervitriol . . . . . | 10069 | 6006 | 1704 |
| „ „ verdünnter Schwefelsäure | 16684 | 10231 | 4495 |

[1]) Raoult, Compt. rend. T. LXVII, p. 950. 1868*.

Bei 100° ist die local entwickelte Wärme also meist viel kleiner, als bei niederen Temperaturen; zugleich ist aber auch die elektromotorische Kraft kleiner, indem die Gase schon von vornherein an den Elektroden in grösserer Menge im gewöhnlichen, nicht activen Zustand aufzutreten scheinen.

Um die primären und secundären Wärmevorgänge in der Zer- 1138
setzungszelle zu sondern, kann man auch folgende, an einem Beispiel von Favre[1]) leicht ersichtliche Methode anwenden. In 5 Muffeln eines Quecksilbercalorimeters wird die Säule $S$ eingesetzt (5 kleine zur Säule verbundene Elemente, die aus amalgamirten Zink- und Platinplatten bestehen, welche sich in verdünnter Schwefelsäure befinden). Der Strom wird durch ein Voltameter geleitet, welches verschiedene Salzlösungen enthält.

Ausserdem wird in den Schliessungskreis eine Spirale von langem Platindrath und grossem Widerstand eingeschaltet, welche sich in einem mit Wasser gefüllten Reagirglase in der sechsten Muffel des die Säule enthaltenden Calorimeters befindet. Der Widerstand dieses Drathes und der Säule zusammen ist so gross, dass die in dem Voltameter allein durch die Leitung des Stromes erzeugte Wärmemenge gegen die in den anderen Theilen der Leitung erzeugte Wärmemenge zu vernachlässigen ist. Zuerst befand sich das Voltameter in einem besonderen Calorimeter getrennt von der Säule. Die während der Zersetzung von 1 Aeq. des Elektrolytes in jedem Element der Säule $S$ erzeugte Wärmemenge $W_{(s-p)}$ wurde bestimmt. Sodann wurde das Voltameter ausgeschaltet und in gleicher Weise die Wärmemenge $W_s$ bestimmt. Bei dem grossen Widerstand der sonstigen Schliessung ist die Differenz $W_p = W_s - W_{s-p}$ gleich der auf die primären Processe im Voltameter verwendeten Wärmemenge. In dem das Voltameter enthaltenden Calorimeter wurde bei dem grossen Widerstand der sonstigen Schliessung nur die Wärmemenge $W_l$ angezeigt, welche den secundären Processen in dem Voltameter entspricht. Wurde endlich das Voltameter mit der Säule zusammen in dasselbe Calorimeter gesetzt, so ergab sich die totale Wärmemenge $W_t$. Subtrahirt man $W_s$ von $W_t$, so ist die Differenz $W_g = W_t - W_s = W_p + W_l$. Sie entspricht dem gesammten chemischen Process im Voltameter, oder der Wiedervereinigung der daselbst frei ausgeschiedenen Elektroden.

Auf diese Weise erhielt Favre folgende Werthe: 1139

[1]) Favre, Compt. rend. T. LXIII, p. 369. 1866*; T. LXVI, p. 252. 1868*; Pogg. Ann. Bd. CXXXV, S. 293. 300. 1868*.

| Voltameter mit Platinelektroden u. schwefelsaurem Kupferoxyd | $W_p$ | | $W_l$ | $W_g$ | $W_{ch}$ | $W_p - W_{ch}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | 38530 | (39415) | 12445 | 26568 | 26950 | 11580 |
| Schwefels. Zinkoxyd | 66040 | (65510) | — | — | 54296 | 11744 |
| Schwefels. Cadmiumoxyd | 54470 | | — | — | 43415 | 11255 |
| Salpeters. Kupferoxyd | — | (37770)[1] | — | — | — | — |
| Schwefels. Wasser | 54235 | | 20335 | 34204 | 34462 | 19773 |

Säule allein $W_s = 5 \times 19756$[2]).

Die Columne $W_{ch}$ enthält die Wärmemengen, welche bei Erzeugung je eines Aequivalentes der Elektrolyte auf rein chemischem Wege erzeugt werden, und also $W_g$ gleich sind. Die Werthe $W_p - W_{ch}$ müssen selbstverständlich dem Werth $W_l$ gleich sein. Sie sind bei den drei ersten Elektrolysen fast gleich, da in der That die secundären chemischen Processe (zerfallen von $SO_4$ in $SO_3$ und $O$ und Umwandlung des activ entweichenden Sauerstoffs in gewöhnlichen Sauerstoff) wesentlich dieselben sind.

1140 Wird das Voltameter mit Lösungen gefüllt und mit Elektroden von dem in der Lösung enthaltenen Metall versehen, so verhält es sich fast ganz wie ein Metalldrath; die ganze, bei der Elektrolyse geleistete Arbeit besteht nur in einer Ueberführung von Metall und unzersetztem Salz, oder, bei Anwesenheit eines porösen Diaphragmas, auch von Lösung von der einen Elektrode zur anderen. Die hierzu verwendete Arbeit wäre sehr klein, wenn der Aggregatzustand des gelösten und abgeschiedenen Metalls derselbe wäre, indem die bei der Abscheidung verlorene Arbeit der bei der Auflösung gewonnenen gleich wäre.

Indess bemerkt man doch, wenn das Voltameter in ein besonderes Calorimeter gestellt wird, eine geringe locale Wärmeentwickelung in demselben[3]). Für Abscheidung und Lösung eines Aequivalentes des Metalls in dem Voltameter ergab sich die dabei erzeugte Wärmemenge $W$

| | | | | $W_l$ |
|---|---|---|---|---|
| Schwefelsaures | Kupfer | zwischen | Kupferelektroden | 2005 (1102) |
| „ | Zink | „ | Zinkelektroden | 2165 (1051)[4]) |
| „ | Cadmium | „ | Cadmiumelektroden | 1205 |

Die Wärme $W_p$, welche der Polarisation der Voltameter entsprach, betrug bei der Zersetzung je eines Aequivalentes in allen Fällen etwa 2260 Einheiten.

---

[1]) Die eingeklammerten Werthe von Favre, Compt. rend. T. LXXIII, p. 1186, 1871*. — [2]) 19756 ist die in einem Smee'schen Element bei Lösung von 1 Aeq. entwickelte Wärme, die in der ganzen Säule entwickelte Wärme also 5 × 19756. — [3]) Favre, Compt. rend. T. LXVI, p. 1239. 1868*. — [4]) Werthe, die je nach den mechanischen Verhältnissen der Metalle sich ändern. (Compt. rend. T. LXXIII, p. 1186, 1258. 1871*.)

Eine Reihe anderer Versuche nach derselben Methode ist von Favre[1]) mit Voltametern mit verschiedenen Lösungen, z. B. von schwefelsaurem Natron u. s. f. angestellt worden, in denen die Platinplatten des Voltameters einander so nahe standen, dass sich die frei austretenden Ionen wieder völlig vereinigten und so bei Einschaltung in den Schliessungskreis der im Calorimeter mit einem Drath von grossem Widerstand befindlichen Säule $P$ ausserhalb des Calorimeters stets die in das Voltameter eingeführte Lösung während des ganzen elektrolytischen Processes unverändert blieb. Er fand dabei den Wärmeverlust in der Kette, also die der Polarisation entsprechende primäre Wärme $W_p = W_s - W_{(s-p)}$ (§. 1138) wie folgt: 1141

| | I. | | II. |
|---|---|---|---|
| Kali . . . . . . | 50990 | Schwefelsaures Kali . . | 64015 |
| Natron . . . . . | 50880 | „ Natron . | 63790 |
| Ammoniak conc. . | 51352 | „ Ammoniak | 62000 |
| „ (1/4) . . | 51427 | | |
| Baryt . . . . . | 50425 | | |
| Strontian . . . | 49470 | | |
| Schwefelsäurehydrat | 48474 | | |

Wurde das Voltameter in ein Calorimeter gesetzt, so entsprach die in demselben entwickelte, also den secundären chemischen Processen entsprechende, sehr bedeutende Wärme bei concentrirtem Ammoniak 41825, bei verdünntem 42041. Indess sind hier die secundären chemischen Processe sehr complicirt [2]).

Wird das Voltameter durch eine Thonwand getheilt, so sind die Wärmemengen viel kleiner, da die Wiedervereinigung der secundär gebildeten Säure und Basis und Mischung der einerseits concentrirten, andererseits verdünnten Lösungen weniger eintreten kann. Selbst bei der Elektrolyse von verdünnter Schwefelsäure u. s. f. zeigen sich hierbei Unterschiede. Ob bei den nicht getheilten Voltametern hierbei eine völlige Wiedervereinigung der abgeschiedenen Bestandtheile eintritt, mag dahin gestellt bleiben. Jedenfalls dürfte, um die primäre, der Zersetzung entsprechende Wärme im Voltameter zu bestimmen, die Berechnung derselben aus dem Verhältniss der elektromotorischen Kraft des Voltameters mit der der Daniell'schen Kette sicherere Resultate liefern [3]). Bei

1) Favre, Compt. rend. T. LXXIII, p. 767. auch p. 1039. 1871*. — 2) Bei obigen Elektrolysen entweicht Wasserstoff und Sauerstoff. Wird also die Verbindungswärme des Wassers (34462) von den Werthen I. (ausser bei Ammoniak) subtrahirt, so erhält man Werthe (16528 bis 14012), welche nach Favre dem Uebergang der Elemente des Wassers aus dem activen in den gewöhnlichen Zustand entsprechen sollen. Bei den Elektrolysen II. müssen ausserdem noch die Verbindungswärmen von 1 Aeq. Säure (in 60 Aeq. Wasser) mit 1 Aeq. Basis (in 530 Aeq. Wasser) (16710, 16301, 14888) subtrahirt werden, um letztere Werthe zu erhalten. — 3) Wegen dieser Fehlerquellen verweisen wir in Betreff der übrigen Versuche von Favre auf die Originalmittheilungen: Elektrolyse von Chlor-, Brom- und Jodwasserstoffsäure (Compt. rend. T. LXVI, p. 1236 und LXXIII, p. 971, vgl. auch T. LXVIII, p. 1305*) nach denen die secundäre Wärme $W_l$

allen §. 1138 bis 1141 citirten Versuchen dürfte auch zu untersuchen sein, ob in der That die Polarisation der Smee'schen Kette so constant bleibt, dass man sie bei den auf einander folgenden, jedesmal zu vergleichenden Beobachtungen als unveränderlich ansehen kann. Die Anwendung einer constanten Kette wäre bei derartigen Versuchen wohl sehr wünschenswerth, wobei freilich die Schwierigkeit obwaltet, sie so einzurichten, dass ihre Wärmeabgabe an das Calorimeter genügend schnell vor sich geht. Auch wäre darauf zu achten, dass in den Zersetzungszellen stets das Maximum der Polarisation eintritt, was bei Anwendung der Säule von fünf Smee'schen Elementen, wie bei den Versuchen von Favre, deren elektromotorische Kraft ($5 . 0{,}59 = 2{,}95 . D$) nicht viel über der Polarisation von Platinplatten bei der Wasserzersetzung (2,33) steht, kaum immer zu erwarten ist.

1142 Berechnet man die Wärmemenge, welche der elektromotorischen Kraft der Polarisation eines Voltameters entspricht, in dem zwischen Platinelektroden verdünnte Schwefelsäure zersetzt wird, so beträgt sie für 1 Aeq. des zersetzten Wassers 54235 Wärmeeinheiten, während die direct bei Verbindung von 1 Aeq. Sauerstoff und Wasserstoff erzeugte Wärmemenge nur gleich 34462 Wärmeeinheiten ist. Wendet man statt der verdünnten Schwefelsäure im Voltameter Kalilauge an, so ist die primäre Wärmeentwickelung noch grösser; da die Polarisation daselbst nach Buff (Thl. I, §. 490) 3,33 $D$ beträgt, so ist dieselbe gleich

$$W = 23900 . 3{,}33 = 79667$$

Wärmeeinheiten.

Wir haben schon §. 1124 erwähnt, dass dieser Unterschied davon herrührt, dass die Gase an den Platinelektroden theils im activen Zustand abgeschieden werden, theils sich am Platin condensiren. Dieser Werth, der der secundären oder localen Wärmeerzeugung im Voltameter entspricht, setzt sich aus den beiden Werthen zusammen, welche dem Uebergang des Wasserstoffs und des Sauerstoffs aus dem activen in den gewöhnlichen Zustand entsprechen[1]). Ist die Wärmemenge bei Verbindung je eines Aequivalentes gewöhnlichen Wasserstoffs und Sauerstoffs gleich ($HO$), die Wärme, welche bei Uebergang eines Aequivalentes Wasserstoff und Sauerstoff aus dem activen in den gewöhnlichen Zustand erzeugt wird, gleich $(\overset{o}{H} - H)$ und $(\overset{o}{O} - O)$, verlassen aber $\alpha$ und $\beta$ Theile des

---

bei der Chlorwasserstoffsäure negativ, bei den anderen Säuren positiv ist, und die primären Wärmen 34825, 26192, 15277 wesentlich von den bei directer Synthese der Säuren erhaltenen (41262, 29677, 14312) abweichen; Elektrolyse der Schwefelsäure, Salpetersäure, Chromsäure, Uebermangansäure, rauchender Salpetersäure, unterchlorichter Säure (Compt. rend. T. LXXIII, p. 936) der Essigsäure, Ameisensäure, Oxalsäure, Schwefelsäure (Compt. rend. T. LXXIII, p. 1085*); Elektrolyse von Gemischen von Schwefelsäure mit Zink- und Kupfervitriol (Compt. rend. T. LXXIII, p. 1186. 1871*). — [1]) Vgl. Bosscha, Pogg. Ann. Bd. CV, S. 396. 1858.

Aequivalentes der Gase das Voltameter im activen Zustande, so ist die elektromotorische Kraft der Polarisation gleich

$$p = \frac{(HO) + \alpha(\overset{o}{O} - O) + \beta(\overset{o}{H} - H)}{W_d} E_d,$$

wo $E_d$ und $W_d$ wiederum die elektromotorische Kraft und Wärmeentwickelung der Daniell'schen Kette bei Auflösung eines Aequivalentes Zink bezeichnen.

Den Werth $(\overset{o}{H} - H)$ beim Entweichen des Wasserstoffs am Platin, 1143 ebenso wie den entsprechenden Werth $\alpha(\overset{o}{O} - O)$ hat Bosscha (l. c.) direct gemessen, indem er einmal die elektromotorische Kraft $A$ eines Grove'schen Elementes bestimmte, in welchem die Salpetersäure durch verdünnte Schwefelsäure ersetzt war, so dass sich an der Platinplatte Wasserstoff abschied; und zweitens in den Schliessungskreis einer Säule von drei Daniell'schen Elementen ein Grove'sches Element einsetzte, in welchem das Zink und die verdünnte Schwefelsäure durch Kupfer und Kupfervitriollösung ersetzt war, so dass sich an der Platinplatte desselben Sauerstoff abschied. Nach Abzug der elektromotorischen Kraft $3\,D$ der Daniell'schen Elemente ergiebt sich die elektromotorische Kraft $B$ der letzteren Combination.

Setzt man die bei Auflösung oder Abscheidung eines Aequivalentes des Zinks oder Kupfers in den Ketten erzeugten primären Wärmemengen gleich $W_a$, $W_b$, $W_d$, so sind dieselben den elektromotorischen Kräften proportional, also, wenn die einzelnen Wärmevorgänge in den Ketten durch die in Klammern angegebenen Zeichen die dabei erzeugten chemischen Verbindungen andeuten:

$$W_a = [(Zk\,SO_4) - (HO) - \beta(\overset{o}{H} - H)] = 0{,}316\ W_d$$
$$W_b = [(HO) + \alpha(\overset{o}{O} - O) + (Cu\,SO_4) - (HO)] = 1{,}697\ W_d$$
$$W_d = (Zk\,SO_4 - Cu\,SO_4) = W_d$$

Der Werth $W_d$ ist nach Raoult (§. 1118) gleich 23900 Wärmeeinheiten. Da sich nun die bei der directen chemischen Bildung von 1 Aeq. $Zk\,SO_4$ und 1 Aeq. $Cu\,SO_4$ erzeugten Wärmemengen nach Favre und Silbermann wie 1,782 : 1 verhalten, so ist

$$(Zk\,SO_4) = \frac{1{,}782}{0{,}782} W_d = 54460,\ (Cu\,SO_4) = \frac{1}{0{,}782} W_d = 30560.$$

Subtrahirt man den zweiten Werth von $W_b$ und den ersten, sowie die bei der Bildung von 1 Aeq. Wasser erzeugte Wärmemenge von $W_a$, so erhält man

$$\beta(\overset{o}{H} - H) = 12462$$
$$\alpha(\overset{o}{O} - O) = 9991$$ [1].

[1]) Bosscha, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 487; Bd. CV, S. 396. 1858*. Will man mit Bosscha die elektromotorischen Kräfte in elektromagnetischem Maass angeben, so

Durch ähnliche Betrachtungen hat Bosscha aus den Beobachtungen von Lenz und Saweljew (Thl. I, §. 252) aus den elektromotorischen Kräften der Daniell'schen Kette (die er statt der von jenen Beobachtern gefundenen Zahl 2,17 gleich 2,41 setzt) und verschiedener Ketten, in denen eine Zinkplatte in verdünnter Schwefelsäure anderen Metallplatten gegenüberstand, die Wärmemengen berechnet, welche den primären chemischen Processen in den Ketten entsprechen. Da der Sauerstoff stets an der Zinkplatte absorbirt wird, so werden diese Wärmemengen durch den Ausdruck $[(Zk\,S\,O_4) - (H\,O) - \beta(\overset{o}{H} - H)]$ dargestellt. Wird hier die Wärmemenge $(Zk\,S\,O_4)$ subtrahirt und $(H\,O)$ addirt, so erhält man die Wärmemenge $\beta(\overset{o}{H} - H)$, welche dem Uebergang des im activen Zustand entweichenden Wasserstoffs in den gewöhnlichen Zustand entspricht. Dieselbe ergiebt sich für Auflösung des elektrochemischen Aequivalentes Zink in der Kette bei

| Platin | Eisen | Kupfer | Zinn | Quecksilber | Zink |
|---|---|---|---|---|---|
| 0,01113 | 0,01216 | 0,01574 | 0,02127 | 0,02957 | 0,02966 |

Es würde nach diesen Erfahrungen das Platin den Wasserstoff leichter aus dem activen in den gewöhnlichen Zustand überführen, als das Eisen u. s. f.

Aus den Thl. I, §. 252 angeführten Gründen, welche die Resultate von Lenz und Saweljew weniger genau erscheinen lassen, möchten wir indess diesen Werthen keine grosse Bedeutung beilegen.

Den gefundenen Werthen $\beta(\overset{o}{H} - H)$ müssen die an den negativen Elektroden erzeugten Wärmemengen entsprechen. Deshalb beobachtete auch Thomson[1]), dass in einem Voltameter mit einer negativen Elektrode von Zink eine grössere Wärmemenge erzeugt wird, als mit einer negativen Elektrode von Platin. Dasselbe Resultat erhielt Bosscha mit grösserer Sicherheit, als er in einen Stromkreis zwei Voltameter einschaltete, und abwechselnd in das erste eine Platinplatte, in das zweite eine Zinkplatte oder eine sehr stark amalgamirte Kupferplatte als negative Elektrode oder umgekehrt einsetzte. Die Stromintensität blieb dabei constant. Jedoch zeigte im ersten Falle das erste Voltameter beim Einsenken eines Thermometers eine geringere Erwärmung als im zweiten.

Je nachdem der Werth $\beta(\overset{o}{H} - H)$ oder der entsprechende Werth für die Umwandlung des Sauerstoffs an der positiven Elektrode $\alpha(\overset{o}{O} - O)$ an der einen oder anderen Elektrode eines Voltameters bedeutender ist, ist auch die daselbst stattfindende Erwärmung grösser. Meist ist indess

---

würde statt des Werthes $W_d$ das thermoelektrische Aequivalent der Daniell'schen Kette 0,02468 zu setzen sein. — [1]) Thomson, Arch. des Sc. phys. et nat. T. XXIV, p. 171. Fortschritte der Physik 1853.

die positive Elektrode wärmer, und nur wenn z. B. an derselben keine Polarisation besteht, tritt das Entgegengesetzte ein.

In einem Voltameter mit zwei Platinelektroden steigt in der ersten Zeit des Durchleitens des Stromes die Temperatur an der positiven Elektrode schneller an, später ist der Zuwachs der Temperatur an beiden Elektroden nahezu gleich, indem wohl die Polarisation an denselben verschieden schnell ihr Maximum erreicht [1]).

Durch fortgesetzte Untersuchungen dieser Art kann man wichtige Aufschlüsse über die die Strombildung begleitenden primären und secundären Processe erhalten. Zu den secundären Wärmeentwickelungen gehört hiernach u. A. bei der Elektrolyse des Schwefelsäurehydrats die Trennung von $HSO_4$ von dem Hydratwasser, oder in Ketten, in welchen sich Zink mit dem daselbst abgeschiedenen elektronegativen Ion verbindet, die Lösung des gebildeten Zinksalzes u. s. f.

Auch gewinnt man viele Andeutungen, welche auf Bildung besonderer allotroper Modificationen der Ionen schliessen lassen. Indess muss man hierin doch mit Vorsicht verfahren, da nicht jeder secundäre Wärmevorgang im Schliessungskreis auch eine Allotropisirung im eigentlichen Sinne des Wortes, sondern vielfach nur secundäre Dichtigkeitsänderungen der Ionen nach ihrer Abscheidung anzeigt.

Setzt man ein Voltameter in ein Calorimeter, und bestimmt die **1144**
während der Entwickelung von 1 Aeq. Wasserstoff und Sauerstoff in demselben erzeugte Wärme, so findet man dieselbe gerade so gross, wie die Wärme, welche in einem Drath entwickelt wird, der, an Stelle des Voltameters eingeschaltet, den Strom eben so stark schwächt, wie der Polarisationsstrom des Voltameters; welche Wärmemenge um die bei der Verbindung von 1 Aeq. gewöhnlicher Wasserstoff mit Sauerstoff erzeugte Wärme vermindert werden muss [3]). — Diese Erscheinung bietet eine doppelte Eigenthümlichkeit. Zuerst sollte der auf die Entwickelung der Gase verwendete Wärmeverlust nicht in dem Voltameter allein auftreten, sondern in dem ganzen Schliessungskreise der Säule sich bemerkbar machen, da der Polarisationsstrom denselben ganz durchfliesst.

Ist indess

die elektromotorische Kraft der Kette . . . . . . . . . . . $E$,
die elektromotorische Kraft der Polarisation im Voltameter . . . $p$,
der Widerstand der Schliessung mit Ausschluss des Voltameters . $R$,
der Widerstand des Voltameters . . . . . . . . . . . . . . $r$,
der Widerstand des an seine Stelle gesetzten Drathes . . . . . $\varrho$,

---

[1]) Tip. Over de electrische warmte etc. Dissertation. Utrecht 1854*. — [2]) Favre l. c. — [3]) Woods, Phil. Mag. [4] Vol. II, p. 271. 1851*; auch Kiechl, Wiener Ber. Bd. LX, [2] S. 123. 1869*.

so ist die Intensität $i$ des Stromes bei Einschaltung des Voltameters und bei Einschaltung des Drathes

$$i = \frac{E - p}{R + r}; \quad i = \frac{E}{R + \varrho},$$

also bei der Elimination von $R$:

$$\varrho = \frac{p}{i} + r.$$

Ist der Widerstand der Leiter sowie die Stromintensität in absolutem Maass gemessen, so sind die in dem Drath $r$ und dem Voltameter durch den Strom während der Zeiteinheit entwickelten Wärmemengen

$$w_r = \frac{i^2 r}{a}; \; w_\varrho = \frac{i^2 \varrho}{a} = \frac{i p}{a} + \frac{i^2 r}{a},$$

wo $a$ das mechanische Wärmeäquivalent bezeichnet. Die Differenz $\frac{ip}{a}$ beider Wärmemengen, also die im Voltameter verlorene Wärme ist aber gerade gleich der Wärmemenge, welche durch die Verbindung der die Polarisation erzeugenden Gase in dem Voltameter hervorgebracht wird, wie es auch das Experiment ergiebt.

Es sollte ferner im Voltameter der Wärmeverlust der Verbrennungswärme der im activen Zustande von einander geschiedenen Gase entsprechen. Indess entweichen nur äusserst geringe Mengen derselben wirklich im activen Zustande aus dem Apparat; die grössten Mengen gehen schon in demselben in den gewöhnlichen Zustand über; die dabei erzeugte Wärme bleibt, wie wir schon erwähnten, im Apparate selbst [1]).

**1145** Ist die ursprüngliche Intensität des durch die Zersetzungszelle geleiteten Stromes gleich $I$, der Widerstand des Schliessungskreises gleich $r$, so ist die in demselben in der Zeiteinheit entwickelte Wärmemenge gleich $\frac{1}{a} r I^2$ (wo $a$ das mechanische Wärmeäquivalent ist), während sich gleichzeitig in der Säule $zI$ Aequivalente Zink lösen. Wir nehmen hierbei die Intensität des Stromes als Eins, die in der Zeiteinheit $z$ Aequivalente Zink aus Zinkvitriol abscheidet. Entsteht in dem in den Schliessungskreis eingeschalteten Zersetzungsapparat eine Polarisation, durch welche die Stromintensität auf $i$, die Zahl der in der Zeiteinheit gelösten Aequivalente Zink auf $zi$ reducirt wird, so ist die nun im Schliessungskreise entwickelte Wärme $\frac{1}{a} r i^2$, und nebenbei wird bei der Abscheidung von $zi$ Aequivalenten der Ionen des Elektrolytes eine Wärmemenge $W$ absorbirt. Die gesammte, bei der Auflösung von

---

[1]) Bosscha, Pogg. Ann. Bd. CI, S. 535. 1857*.

einem Aequivalent Zink geleistete Arbeit oder erzeugte Wärme muss aber in den beiden Fällen gleich sein, also

$$\frac{1}{a}\frac{rI^2}{zI} = \frac{W + \frac{1}{a} r i^2}{zi}, \text{ d. h. } W = \frac{1}{a} r (I - i) i.$$

Dies ist also die durch die Abscheidung der Ionen im Schliessungskreise verlorene Wärme. Durch diese Abscheidung werden aber die Elektroden polarisirt, und die elektromotorische Kraft der Polarisation ist $p = r (I - i)$. Wird der Zersetzungsapparat für sich durch einen Drath geschlossen, und ist der Widerstand der neuen Schliessung $r_1$, so ist die Stromintensität in derselben $(I - i)\frac{r}{r_1}$, die Menge der in der Zeiteinheit sich wieder vereinenden Ionen an den Elektroden gleich $z(I - i)\frac{r}{r_1}$ Aeq. und die erzeugte Wärmemenge $W_1 = \frac{1}{a}(I - i)^2 \frac{r^2}{r_1}$. Wären die ganzen $zi$ Aequivalente der durch den primären Strom abgeschiedenen Ionen auf den Elektroden verblieben und vereinten sich wieder, so wäre die hierbei erzeugte Wärmemenge gleich

$$W_1 \cdot \frac{zi}{z(I - i)\frac{r}{r_1}} = \frac{1}{a} r (I - i) i = W.$$

Die bei der Erzeugung der Polarisation verschwundene Wärme oder verlorene Arbeit wird also in dem durch dieselbe hervorgerufenen Strome wieder gewonnen, so dass auch hier kein Kraftverlust stattfindet, sondern die verlorene Kraft gewissermaassen nur in den an den Elektroden abgeschiedenen Ionen angesammelt ist. — Der Werth $W$ ist im Maximum, wenn $i = \frac{1}{2} I$, also die elektromotorische Kraft der Polarisation die Hälfte der elektromotorischen Kraft des polarisirenden Stromes ist[1]).

Soll hierbei die gesammte, für die Abscheidung der Ionen in einer bestimmten Zeit verbrauchte Wärmemenge $W$ gleich der in derselben Zeit erzeugten Wärme $W_1$ sein, wie z. B. bei der Polarisationsbatterie von Thomsen, so muss $W = W_1$, also

$$\frac{r}{r_1} = \frac{i}{I - i}.$$

Ist die elektromotorische Kraft der Polarisation $p$, die elektromotorische Kraft der dieselbe hervorrufenden Säule $E$, so ist auch

$$\frac{r}{r_1} = \frac{E - p}{p}.$$

---

[1]) Vergl. Koosen, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 525. 1854*.

1146 Entstehen in einem Schliessungskreise Inductionsströme, so treten ganz ähnliche Verhältnisse ein, wie bei der Erzeugung der Polarisation in einem in denselben eingeschalteten Voltameter.

In allen Fällen bleibt freilich stets die Gesammtwirkung der Ströme auf eine Magnetnadel proportional der durch dieselben erzeugten elektrolytischen Wirkung. Leitet man z. B. durch die inducirende Rolle eines Ruhmkorff'schen Inductoriums einen continuirlichen oder einen durch ein Zahnrad unterbrochenen Strom einer Säule von mehreren Elementen, so wird in letzterem Falle eine Arbeit bei der Induction geleistet. Wird in den Stromkreis zugleich ein Kupfervitriolvoltameter und eine Tangentenbussole eingeschaltet, so ist die in ersterem abgeschiedene Kupfermenge stets der an letzterer abgelesenen Gesammtintensität der Ströme proportional. Ersetzt man die Säule durch ein Daniell'sches Element, in dem das Kupfer durch Platin ersetzt ist, oder verwendet man als positive Elektrode darin Cadmium, so entspricht das am Platin abgeschiedene Kupfer oder das gelöste Cadmium in gleicher Weise der Intensität [1]).

Die Wärmeerzeugung im Schliessungskreise kann aber verschieden ausfallen, je nachdem darin Inductionsströme entstehen oder nicht.

1147 Wird eine Säule von der elektromotorischen Kraft $E$ durch einen einfachen Schliessungskreis von dem Widerstande $R$ geschlossen, und ist die Intensität des Stromes in demselben $I$; werden gleichzeitig in der Zeiteinheit in der Säule $zI$ Aequivalente Zink gelöst, und die ganze in der Säule erzeugte Arbeit im Schliessungskreise in Wärme umgewandelt, so ist die Menge derselben in der Zeiteinheit $W = \frac{1}{a} I^2 R = \frac{1}{a} I E$; die während der Auflösung von einem Aequivalent Zink erzeugte Wärmemenge also $W_0 = \frac{1}{a} \frac{I^2 R}{zI} = \frac{1}{a} \frac{IR}{z} = \frac{1}{a} \frac{E}{z}$, wo $a$ das mechanische Wärmeäquivalent ist [2]). Die dieser Wärme entsprechende Arbeit ist.

$$A_0 = \frac{IR}{z} = \frac{E}{z}.$$

Wird aber durch Inductionswirkungen die constante Intensität $I$ des Stromes ohne Einfluss der Induction in dem Schliessungskreise, indem in einer in derselben eingeschalteten Spirale beim Anwachsen des Stromes Extraströme entstehen, auf den Werth $i$ vermindert, so wird in der Zeiteinheit in der Kette die Zinkmenge $zi$ gelöst und die Wärmemenge $\frac{1}{a} i^2 R$ erzeugt, welche der Arbeit $i^2 R$ entspricht. Die der Einheit der aufgelösten Zinkmenge entsprechende Arbeit wäre jetzt also nur

[1]) Soret, Compt. rend. T. LIX, p. 485. 1864*; Pogg. Ann. Bd. CXXV, S. 57*. — [2]) Koosen, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 436. 1854*; auch Clausius, Archives des Sc. phys. et nat. T. XXXVI, p. 119. 1857*.

$A_1 = \frac{iR}{z}$. Sie ist **kleiner** als die durch die chemischen Processe in der Säule erzeugte Arbeit. Da aber stets die bei der Auflösung der Einheit der Zinkmenge erzeugte Arbeit constant gleich $A_0$ sein muss, so muss jetzt neben der zur Wärmeerzeugung verwendeten Arbeit $A_1$ noch eine andere „Nebenarbeit" $A_2$ auftreten, welche durch die Gleichung $A_1 + A_2 = A_0$ bestimmt ist. Dieselbe ist demnach

$$A_2 = \frac{R}{z}(I - i).$$

Während der Auflösung der Zinkmenge $zi$, d. i. in der Zeiteinheit, wird dann also neben der Wärmeerzeugung im Schliessungskreise selbst die „Nebenarbeit" gethan:

$$A_i = R\,(I - i)\,i \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

Wir haben in §. 775 gesehen, dass wir die Intensität $i$ durch die Formel $i = I\left(1 - e^{-\frac{t}{c}}\right)$ ausdrücken können, wo $c = \frac{P}{R}$ eine von dem Widerstand $R$ und dem Potential $P$ der Spirale auf sich selbst abhängige Constante ist. Wird dieser Werth in die Gleichung (1) eingeführt, so ist die während der ganzen Zeit des Ansteigens der Intensität des Stromes geleistete Nebenarbeit

$$A_a = R\int_0^\infty I^2 e^{-\frac{t}{c}}\left(1 - e^{-\frac{t}{c}}\right)dt = \frac{1}{2}\,RcI^2 = \frac{1}{2}\,PI^2 \quad . \quad 2)$$

Sie ist also dem halben Potential der Spirale auf sich selbst gleich.

Diese Arbeit wird zur Erzeugung des Stromes selbst verwendet. Sie wäre gleich der Arbeit, welche erforderlich wäre, um die Spirale, in welcher die Induction stattfindet, während sie vom Strom $I$ durchflossen ist, in eine Form zu bringen, in der ihre Windungen keine Induction auf einander ausüben [1]).

Die auf diese Weise nicht sichtbar auftretende Nebenarbeit erscheint demnach als potentielle Energie. Ob dieselbe in einer für uns unmerkbaren Bewegung des Mediums besteht, in dem der Leiter liegt, werden wir im Schlusscapitel betrachten. Wird nach Herstellung des Stromes die Säule aus dem Schliessungskreise entfernt und an ihre Stelle ein Drath von gleichem Widerstand mit ihr gesetzt, so ist die Intensität des Oeffnungsstromes in jedem Moment $i_0 = Ie^{-\frac{t}{c}}$; also die ganze durch denselben gethane Arbeit gleich

$$A_0 = R\int_0^\infty \left(Ie^{-\frac{t}{c}}\right)^2 dt = \frac{1}{2}\,RcI^2 = \frac{1}{2}\,PI^2.$$

---

1) Vergl. auch einige Betrachtungen von Marié Davy über das allmähliche Anwachsen des Stromes, die er an die Voraussetzung einer vielleicht vorhandenen „Diathermanität der Körper für Elektricität" (!) knüpft. Compt. rend. T. LII, p. 917. 958 und 1243. 1861*.

Diese Arbeit tritt im Schliessungskreise als Wärme auf. Es wird also dabei der ganze durch den Anfangsextrastrom bewirkte Wärmeverlust im Schliessungskreise wieder gewonnen. Wäre der Widerstand desselben hierbei nicht mehr $R$, so bliebe doch der Werth $\frac{1}{2} PI^2$ constant und die gethane Arbeit $A_0$ wäre dieselbe [1]).

Wird der Schliessungskreis einfach unterbrochen, ohne durch einen an die Stelle der Säule gesetzten Drath zugleich wieder geschlossen zu werden, so zeigt sich die durch den Oeffnungsstrom erzeugte Wärme namentlich im Oeffnungsfunken.

**1148** Befindet sich in der in den Schliessungskreis eingesetzten Spirale ein Eisenkern, so wird der beim Schliessen des Stromes entstehende Extrastrom intensiver, der Wärmeverlust in dem Schliessungskreise und die Arbeit $A_a$ ist bedeutender. Die letztere wird hier, ausser zur Strombildung, zum grossen Theil auch auf die Magnetisirung des Eisens verwendet. Sie wird, wie vorher, beim Oeffnen der Schliessung und bei der dabei erfolgenden Entmagnetisirung des Eisens als Wärme wieder gewonnen. Indess ist dies nur in so weit richtig, als die Theilchen des Eisens unendlich leicht beweglich gedacht werden. Da dies nicht der Fall ist, sondern vielmehr eine innere Reibung bei ihrer Umlagerung während der Magnetisirung auftritt, so wird ein Theil der Arbeit $A_a$ in dem Eisenkern selbst in Wärme verwandelt, und dieser Theil kann bei dem Oeffnen des Stromes nicht wieder gewonnen werden [2]) (s. w. u.).

Während des Andauerns der Magnetisirung eines Eisenkerns wird selbstverständlich keine Arbeit zur Erhaltung derselben gebraucht, da die Magnetisirung in der Herstellung eines statischen Zustandes besteht. Würden wir daher einen Schliessungskreis auf das $n$fache verlängern, dabei aber seine Leitungsfähigkeit oder seinen Querschnitt in gleichem Verhältniss vermehren, so würde die Intensität des Stromes dieselbe bleiben; wir könnten aber jetzt durch denselben statt eines, $n$ Eisenkerne magnetisiren. So kann also bei gleicher Intensität der magnetische Effect des Stromes, ebenso wie der chemische Effect ins Unendliche wachsen, während der thermische Effect des Stromes, bei dem er beständig eine Arbeit leisten muss, ein Maximum erreicht [3]).

**1149** Ganz ähnliche Resultate ergeben sich, wenn man die Inductionserscheinungen in einer Spirale betrachtet, welche eine zweite inducirende umgiebt. Die in der Säule durch die chemischen Processe erzeugte Arbeit erscheint vollständig in den verschiedenen Theilen der Schliessung. Wird also der inducirende Strom wiederholt geschlossen und geöffnet, so muss die gesammte Wärme, welche die Kette erzeugt, sich in der inducirenden und inducirten Spirale vollständig wiederfinden.

Dies hat auch Edlund [4]) gezeigt, indem er durch eine inducirende

---

[1]) Koosen l. c. — [2]) Helmholtz, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 256. 1854*. — [3]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 345. 1848*. — [4]) Edlund, Pogg. Ann. Bd. CXXIII, S. 209 u. flgde. 1864*.

Spirale den Strom einer Grove'schen Säule leitete und denselben durch ein Blitzrad unterbrach. Dabei wurde durch eine besondere, gegen letzteres schleifende Feder beim Oeffnen des Stromkreises jedesmal an Stelle der Säule ein Drath von gleichem Widerstand mit der Säule eingeschaltet, so dass auch der Oeffnungsinductionsstrom sich in demselben entwickeln konnte. Der inducirenden Spirale war eine zweite Inductionsspirale gegenübergestellt. Zuerst wurde das Verhältniss der Widerstände $R$ und $r$ der Schliessungskreise beider Spiralen bestimmt. Dann wurde in den Schliessungskreis beider Spiralen ein mit einem Thermoelement (vergl. §. 818) versehener Platindrath eingefügt und die Erwärmung desselben bestimmt. Etwaige Abzweigungen der Ströme in den Leitungen durch das Thermoelement zum Galvanometer konnten durch Wechseln der Stromesrichtung elimenirt werden (die sonstigen Correcturen s. in der Originalabhandlung).

Ist die inducirte Spirale geöffnet, so sei die durch das Thermoelement beobachtete Erwärmung des Platindrathes im inducirenden Kreise $W$, im inducirten $w$; ist die inducirte Spirale geschlossen, so seien diese Erwärmungen $W_1$ und $w_1$; dann entsprechen die Werthe $WR$, $W_1R$, $wr$, $w_1r$ den gesammten, in beiden Fällen in den beiden Kreisen erzeugten Wärmemengen. Da nun bei geschlossener Inductionsspirale die Stromintensität $I$ in dem Kreise der inducirenden Spirale von dem Werth $I$ bis auf den Werth $I_1$ abnimmt, so müssen in diesem Falle die Werthe $W_1R$ und $w_1r$ noch mit $\frac{I}{I_1}$ multiplicirt werden, um die Wärmeerzeugung bei gleichem Verbrauch an Zink in der erregenden Kette mit oder ohne Induction zu erhalten. Dann ergab sich z. B. der resultirende Werth der Wärmeerzeugung in der inducirenden Spirale $U$ und $U_1$ vor und nach der Schliessung der Inductionsspirale und in der Inductionsspirale $u_1$:

$$U = 188{,}84, \quad U_1 = 177{,}26, \quad U - U_1 = 11{,}58, \quad u_1 = 12{,}66.$$

Es findet sich also der Wärmeverlust in der inducirenden Spirale beim Auftreten der Induction völlig in der Inductionsspirale wieder. Dasselbe Resultat ergeben andere Versuche.

Ist mithin die Intensität des Stromes in der inducirenden Spirale ohne Einfluss der Induction in einem gegebenen Moment gleich $I$; ist die Intensität des Inductionsstromes in der inducirten Spirale $i_1$, die des rückwärts in der inducirenden Spirale inducirten Stromes $i$, sind die Widerstände der Schliessungskreise beider Spiralen $R$ und $r$, so ist bei gleicher Intensität des Stromes in der inducirenden Spirale, also bei gleichem Zinkverbrauch in beiden Fällen die erzeugte Wärme gleich

$$R\int I^2\,dt = R\int (I - i)^2\,dt + r\int i_1^2\,dt,$$

oder

$$R\int (2\,Ii - i^2)\,dt - r\int i_1^2\,dt = 0.$$

Wird ein Strom in einem geschlossenen Drathkreis inducirt, indem 1150
ihm ein zweiter vom Strom durchflossener Drathkreis genähert oder von

ihm entfernt wird, oder während umgekehrt ersterer dem letzteren gegenüber bewegt wird, so muss zu der bei der Auflösung eines Aequivalentes Zink im inducirenden Kreise entwickelten Wärme noch diejenige hinzutreten, welche der während derselben Zeit bei der relativen Bewegung der Leiter geleisteten Arbeit entspricht. Ist die letztere gleich $A$, das mechanische Wärmeäquivalent $a$, so ist mithin bei gleicher Berechnung, wie im vorigen Paragraphen

$$R\left(\int (I-i)^2\,dt - \int I^2\,dt\right) + r\int i_1^2\,dt = \frac{A}{a}.$$

Besteht die Bewegung der Leiter in einer abwechselnden, in gleichen Zeiten $0 - t$ und $t - 2t$ erfolgenden Annäherung und Entfernung, so sind die in beiden Zeiten in der inducirenden Spirale rückwärts inducirten Ströme einander gleich und entgegengesetzt, und dann ist die gesammte, während der Zeit $0 - 2t$ in dem inducirenden Kreise stattfindende Erwärmung

$$R\int_0^t (I-i)^2\,dt + R\int_t^{2t} (I+i)^2\,dt = 2I^2 t + 2\int_0^t i^2\,dt.$$

Letzterer Werth entspricht der Erwärmung durch die rückwärts in der inducirenden Spirale inducirten Ströme für sich. Er ist häufig sehr klein, so dass die Intensität und Wärmeentwickelung im primären Kreise bei der Induction fast ungeändert bleibt.

Auf diese Weise liess Edlund in einer Drathrolle, die auf einen mit seiner Ebene vertical gestellten Messingring von 200$^{mm}$ innerem Durchmesser und 60$^{mm}$ Breite gewunden war, eine zweite, ähnliche Drathrolle von 175$^{mm}$ innerem, 190$^{mm}$ äusserem Durchmesser und 34$^{mm}$ Breite um eine in der Ebene der äusseren Rolle liegende Axe durch eine Triebvorrichtung mit Schwungrad 45 mal in der Secunde rotiren. Auf die Axe waren zwei mit den Enden der rotirenden Rolle verbundene und von einander isolirte Stahlcylinder aufgeschoben, gegen die zwei mit Platinblech belegte Stahlfedern schleiften. Durch die feste, äussere Rolle wurde der durch eine Sinusbussole gemessene inducirende Strom geleitet, der seine Intensität kaum änderte, mochte die rotirende Rolle geschlossen oder geöffnet sein oder still stehen. Die Widerstände der Drathrollen, sowie die Erwärmungen beider Schliessungskreise wurden durch den Platindrath mit Thermoelement (vergl. den vorigen Paragraphen) bestimmt, nachdem die Rotation 30 Secunden gedauert hatte und darauf der Stromkreis der inducirenden Rolle während 20 Secunden geöffnet war.

Dabei ergab sich z. B.:

| | Erwärmung im inducirenden Kreise Inductionsspirale | | Erwärmung im inducirten Kreise |
|---|---|---|---|
| $i$ | offen | geschlossen | |
| I. 0,608 | 166,6 | 166,9 | 12,8 |
| II. 0,819 | 271,0 | 273,0 | 24,6 |

Es verhalten sich also auch, wie vorauszusehen, die Erwärmungen im

inducirten Kreise etwa wie die Quadrate der Intensitäten des inducirenden Stromes.

Ist man auf irgend eine Art im Stande, die Intensität der Schlies- 1151
sungsextraströme in einem oft unterbrochenen Schliessungskreise zu vermindern, so wird die dabei entstehende Nebenarbeit kleiner, und es wächst zu gleicher Zeit die mittlere Stromintensität im Schliessungskreise, so wie die während der Auflösung einer Gewichtseinheit Zink in der Säule in demselben erzeugte Wärmemenge.

So bestimmte Favre[1]) die Wärmemenge, welche in einer Säule von fünf Smee'schen Elementen entwickelt wurde, die sich in einem Calorimeter befand und entweder durch einen geraden Drath oder eine Spirale von gleichem Widerstand mit demselben geschlossen war, während der Strom oft unterbrochen wurde. Im letzteren Falle konnte ausser dem primären Strom fast nur der Schliessungsextrastrom durch den Schliessungskreis fliessen, da der Kreis bei der Bildung des Oeffnungsstromes unterbrochen war. Die während der Entwickelung von 1 Grm. Wasserstoff erzeugte Wärmemenge $W$ war kleiner, als die im ersten Fall entwickelte Wärme $W_0$. Wurde nun um die Spirale eine zweite, in sich geschlossene Spirale oder ein Blechcylinder gelegt, so wurde die Entstehung des Schliessungsextrastromes verzögert; die jetzt entwickelte Wärme $W_1$ war grösser als $W$. Zugleich war die an einer Tangentenbussole abgelesene mittlere Intensität des Stromes verstärkt. — Dasselbe Resultat haben auch Favre (l. c.), und nach ihm Soret[2]) beobachtet, als sie in den Schliessungskreis der inducirenden Spirale eines Ruhmkorff'schen Apparates eine Tangentenbussole einschalteten, und abwechselnd die Inductionsspirale öffneten und in sich schlossen. Diese Erscheinung hängt hier nicht nur von einer Verzögerung des Ganges des die Unterbrechungen herstellenden Hammerapparates und von der etwa dadurch erfolgenden längeren Schliessung des inducirenden Kreises ab; sie zeigt sich auch bei Herstellung der Unterbrechungen durch ein Uhrwerk. — Das analoge Resultat hat Soret erhalten, als er durch eine Tangentenbussole und eine einen Eisenkern enthaltende Drathspirale einen durch ein Uhrwerk oft unterbrochenen Strom leitete und nun zwischen den Eisenkern und die Spirale eine in sich geschlossene Messingblechröhre schob. Auch hier nahm im letzteren Falle die Intensität des Stromes zu, obgleich durch die Inductionsströme die Blechhülle erwärmt, also durch den Strom eine äussere Arbeit geleistet wurde.

Durch die geschlossene Spirale oder die Blechhülle wird die Zeitdauer des Schliessungsextrastromes verlängert, seine Gesammtintensität in der Hauptspirale bleibt aber ungeändert[3]). Ist nun die Zeitdauer der

[1]) Favre, Compt. rend. T. XLVI, p. 662. 1858*; Favre und Laurent, ibid. T. L, p. 651*; Archives des sc. phys. et nat. Nouv. S. T. VII, p. 313. 1860*. — [2]) Soret, Arch. N. S. T. IV, p. 66. 1859*. — [3]) Eine irrige Vorstellung wäre es, wollte man annehmen, dass bei geschlossener Nebenspirale der Extrastrom weniger in der Hauptspirale, sondern hauptsächlich in der Nebenspirale sich ausbildete, also gewissermaassen sich auf letztere übertrüge.

Schliessungen derselben so kurz, dass der Extrastrom bei seiner Verzögerung in derselben nicht vollständig ablaufen kann, so wächst in dieser Zeit auch noch die Intensität des in der Nebenspirale inducirten und dem Extrastrom in der Hauptspirale gleich gerichteten Stromes an; durch seine inducirende Wirkung auf letztere erzeugt er in ihr einen dem Extrastrom entgegengesetzten Strom, und es vermindert sich die Intensität des Hauptstromes weniger, dieselbe erscheint grösser bei geschlossener, als bei offener Nebenspirale. Der zweite, entgegengesetzte Theil der Inductionswirkung des Stromes in der Nebenspirale auf die Hauptspirale kann hierbei weniger hervortreten, da beim allmählichen Abnehmen seiner Intensität die primäre Schliessung schon geöffnet ist. Um auf diese Weise eine gleiche Gesammtintensität des Hauptstromes bei wiederholten Unterbrechungen desselben zu erhalten, bedarf es bei geschlossener Nebenspirale einer kürzeren Zeit, als im entgegengesetzten Falle; die dabei in der Schliessung entwickelte Wärmemenge ist also im ersten Fall grösser als im zweiten, obgleich beide Male die in der Säule entwickelte Wasserstoffmenge dieselbe ist. — Je schneller die Unterbrechungen am Interruptor erfolgen, desto mehr muss der Einfluss der geschlossenen Spirale oder Blechhülle hervortreten, da dann immer kleinere Theile des Extrastromes sich von dem Hauptstrome subtrahiren. Ohne geschlossene Hülle nimmt die Verminderung des Hauptstromes mit wachsender Zahl der Unterbrechungen sehr bedeutend zu.

Wird in die primäre Spirale ein Eisen- oder ein Stahlkern eingeschoben, so zeigt sich bei einer gleichen Anzahl von Unterbrechungen an der Tangentenbussole eine geringere Intensität, in dem Calorimeter eine geringere Wärme im ersten, als im zweiten Falle [1]). Der Grund hiervon ist, dass die temporäre Magnetisirung des Stahles geringer ist, als die des Eisens, die Extraströme im ersteren Fall also schwächer auftreten und den primären Strom weniger schwächen als im letzteren. — In allen Fällen muss indess die gesammte Arbeitsleistung in allen Theilen des Apparates dem mechanischen Aequivalent der chemischen Processe in der Säule direct entsprechen.

1152 Eine andere Art, wie die Nebenarbeit eines Stromes sich zeigen kann, ist die, dass durch denselben eine elektromagnetische Bewegungsmaschine getrieben wird. Auch in diesem Fall werden beim abwechselnden Oeffnen und Schliessen des Schliessungskreises oder bei der Umkehrung der Stromesrichtung in den die Elektromagnete umgebenden Drathspiralen, bei der Annäherung und Entfernung der Magnete und Elektromagnete der Maschine zu- und voneinander in dem Schliessungskreise der Säule Ströme inducirt, welche die Intensität $I$ des primären Stromes im Mittel auf den kleineren Werth $i$ reduciren. Ist der Widerstand der Schliessung $R$, so wird, wie in §. 1147, die Nebenarbeit, die zum

[1]) Favre und Laurent l. c.

Theil auf die Bewegung der Maschine verwendet wird, durch die Formel $A_i = R\,(I - i)\,i$ ausgedrückt[1]).

Würden wir einen Drath vom Widerstand $\frac{R(I-i)}{i}$ in den Schliessungskreis der Säule einschalten, ohne dass der Strom eine äussere Arbeit verrichtete, so würde gleichfalls die Stromintensität auf $i$ reducirt werden und die in dem neu hinzugefügten Drath entwickelte Wärme wäre $\frac{1}{a}\,R(I-i)\,i$, so dass also der hinzugefügte Drath gewissermaassen die elektromagnetische Maschine ersetzen könnte. Es würde indess eine unrichtige, nur zu Irrthümern führende Vorstellung sein, wollten wir nach dieser Analogie eine elektromagnetische Maschine, welche durch einen Strom bewegt wird, oder eine Spirale, in der Inductionsströme erregt werden, ohne Weiteres als einen äusseren Widerstand betrachten, welcher zu dem Widerstand der primären Schliessung hinzukommt[2]).

Es ist selbstverständlich, dass auch bei der Bewegung einer elektromagnetischen Maschine die gesammte, sei es als Wärme, sei es als Bewegung, durch den Strom geleistete Arbeit den zur Erzeugung desselben erforderlichen chemischen Processen äquivalent sein muss.

Dies hat Favre durch directe Versuche gezeigt, indem er in verschiedene, in ein Calorimeter $A$ eingesetzte, unten geschlossene Muffeln eine Batterie von fünf Smee'schen Elementen mit amalgamirten Zink- und platinirten Platinplatten, und endlich in eine 18 Ctm. tiefe, 12 Ctm. breite Muffel eines zweiten Calorimeters $B$ eine kleine elektromagnetische Bewegungsmaschine einsetzte. Um die Wärmeabgabe der letzteren zu befördern, waren die Eisenkerne derselben nach der Angabe von Foucault statt mit Drathspiralen, mit übereinandergeschichteten, auf einer Seite aufgeschnittenen Ringen von Blech umgeben, welche in der Art mit einander verlöthet waren, dass sie Schlangenwindungen bildeten. Die einzelnen Windungen waren durch dünne, isolirende Schichten von einander getrennt. Nur die Hauptaxe der Maschine ragte aus der Muffel hervor und stand durch einen Schnurlauf mit einer zweiten, zwischen Spitzen laufenden Axe in Verbindung, auf welche eine mit einem Gewicht belastete, seidene Schnur sich aufwinden konnte. Es wurden folgende Bestimmungen gemacht.

1. Die Säule im Calorimeter $A$ war in sich geschlossen. Die während der Entwickelung von 1 Grm. Wasserstoff in derselben erzeugte Wärmemenge betrug 18682 Wärmeeinheiten. — Fast dieselbe Wärmemenge (18674) ergab sich, als die Säule durch sehr dicke Dräthe geschlossen war, die nachher zu ihrer Verbindung mit der Maschine dienten.

---

[1]) Clausius, Arch. T. XXXVI, p. 119. 1857*; Soret, ibid. p. 123; vgl. auch Leroux, ibid. p. 168; Compt. rend. T. XLV, p. 414 1857*. — [2]) Favre, Compt. rend. T. XLV, p. 56. 1857*; vergl. auch Compt. rend. T. XLVI, p. 658. 1858*.

2. Die Säule war mit der Maschine verbunden, letztere aber an ihrer Bewegung gehindert. Während der Entwickelung von 1 Grm. Wasserstoff wurden erzeugt: In der Säule 16448, in der Maschine 2219, in Summa also wiederum 18667 Wärmeeinheiten.

3. Bei derselben Verbindung bewegte sich die Maschine, ohne indess ein Gewicht zu heben. Die Wärmemenge betrug in der Säule 13888, in der Maschine 4769, in Summa 18657 Wärmeeinheiten.

4. Endlich wurde bei derselben Verbindung durch die Maschine ein Gewicht gehoben, und dadurch eine Arbeit von 131,24 Kilogramm-Meter geleistet. Nun betrug die Wärmemenge in der Säule 15427, in der Maschine 2947, in Summa also nur 18374 Wärmeeinheiten. Der Verlust an Wärme 18682 — 18374 = 308 Wärmeeinheiten entspricht aber fast genau der bei der Hebung des Gewichtes geleisteten Arbeit, welche äquivalent ist $\frac{131240}{423,5} = 309$ Wärmeeinheiten.

Würde die elektromagnetische Maschine durch mechanische Hülfsmittel in entgegengesetztem Sinne bewegt, wie es durch den Einfluss des Stromes geschieht, so würde umgekehrt die Intensität des primären Stromes $I$ durch die Inductionsströme vermehrt werden; die zur Bewegung der Maschine verwendete Arbeit würde dann in dem ursprünglichen Schliessungskreise eine Wärmemenge erzeugen, welche sich zu der durch die chemischen Processe der Säule gelieferten addirt. — Die Gesetzmässigkeit dieser Wärmeerzeugung giebt die oben angeführte Formel, wenn man in ihr nur $i$ grösser als $I$ setzt.

**1153** Es ist klar, dass der Wärmeverlust in einem Schliessungskreise, welcher durch eine Nebenarbeit des Stromes in demselben hervorgerufen wird, mag dieselbe nun in der Erzeugung von Inductionsströmen oder in der Magnetisirung von Eisen oder in der Bewegung einer elektromagnetischen Maschine bestehen, nicht allein auf die Theile der Leitung beschränkt ist, welche jene Wirkungen hervorbringen, sondern sich über den ganzen primären Schliessungskreis verbreiten muss, da die bei jenen Processen erzeugten Inductionsströme ganz durch denselben hindurchgehen. Dies hat auch Soret [1]) nachgewiesen, indem er zwei Drathspiralen, deren jede auf ein Messingrohr gewunden war, in zwei Calorimeter brachte. Die letzteren bestanden je aus einem, aus zwei concentrischen Cylindern gebildeten Messinggefäss, dessen ringförmiger Zwischenraum, in den die Spiralen eingesetzt waren, mit Terpentinöl gefüllt war. In den mit Luft erfüllten, inneren Hohlraum des einen Calorimeters wurde ein Eisencylinder gebracht und durch beide Spiralen ein oft unterbrochener Strom geleitet. — Die Temperatur des mit dem Eisencylinder versehenen Calorimeters stieg fast um $^1/_5$ stärker an, als die des anderen, obschon die durch einen continuirlichen Strom hervorgebrachten Erwär-

[1]) Soret, Arch. T. XXXVI, p. 38. 1857*; Nouv. Sér. T. IV, p. 69. 1859*.

mungen in den beiden Calorimetern völlig gleich waren. — Wurden die Calorimeter aus Glas geformt, so war ein Unterschied in der Wärmeentwickelung nicht zu bemerken. Das stärkere Ansteigen in dem den Eisencylinder enthaltenden Calorimeter von Metallblech ist also durch die in letzterem inducirten Ströme bedingt. — Bringt man ebenso in zwei mit Terpentinöl gefüllte Calorimeter zwei Drathspiralen und stellt in die eine derselben einen Eisencylinder, welcher gleichfalls in dem Terpentinöl sich befindet, so steigt wiederum, wenn ein continuirlicher, durch beide Spiralen geleiteter Strom in beiden Calorimetern gleiche Wärmemengen erzeugt, beim Durchleiten eines discontinuirlichen Stromes die Temperatur in dem den Eisencylinder enthaltenden Calorimeter stärker an, da jetzt die auf die Magnetisirung des Eisens verwendete Arbeit sich in demselben in Wärme umsetzt. Schiebt man zwischen die Spirale und den Eisenkern eine in sich geschlossene Röhre von Messingblech, so ist das Ansteigen der Temperatur in dem betreffenden Calorimeter noch bedeutender, da nun in der Röhre auch noch Inductionsströme entstehen. — Jedenfalls ist also die durch die Magnetisirung und die Inductionsströme indirect erzeugte Wärme nicht dem Theil des primären Schliessungskreises entzogen, welcher dieselben unmittelbar hervorbringt, da sonst stets in beiden Calorimetern die Wärmemengen gleich sein müssten.

Wenn auch in der That nach dem Vorhergehenden die durch einen 1154
galvanischen Strom in seinem ganzen Schliessungskreise gethane Arbeit dem mechanischen Wärmeäquivalent des in den Elementen der Säule vor sich gehenden chemischen Processes entspricht, so wird, wenn dieselbe zur Bewegung einer elektromagnetischen Maschine verwendet wird, doch nur ein kleiner Theil dieser Arbeit benutzt, indem der grösste Theil derselben als Wärme in dem Schliessungskreise auftritt. Den ersteren Theil der Arbeit in der elektromagnetischen Maschine selbst hat Jacobi [1]) betrachtet, so weit dies ohne näheres Eingehen auf die besondere Beschaffenheit der Maschinen, die Verzögerung der in ihnen entstehenden Inductionsströme durch die Eisenmassen u. s. w. geschehen konnte. — Wir wollen annehmen, alle Elektromagnete der Maschinen seien gleich construirt, und haben gleiche Umwindungen mit Kupferdrath. Ist dies nicht der Fall, so sind nur neue Constante in die Formeln einzuführen.

Es sei

die elektromotorische Kraft der Säule . . . . . . $E$
der Gesammtwiderstand ihrer Schliessung . . . . . $r$
die Intensität des Stromes derselben, wenn die durch den Strom getriebene Maschine stillsteht . . . . $i$

---

[1]) Jacobi, Pogg. Ann. Bd. LI, S. 370. 1840*; Bullet. de St. Petersburg T. IX, p. 289. 1850. 29. Nov.; Krönig's Journ. Bd. III, S. 377. 1851*; vergl. auch Koosen, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 226. 1852*.

dieselbe während der Bewegung der Maschine . . . $i^1$
also die Intensität des den Strom $i$ schwächenden Gegenstromes . . . . . . . . . . . . . . . . $i_1 = i - i^1$
der mittlere Magnetismus der Eisenkerne während des Ruhezustandes und der Bewegung . . . . . . $m$ und $m^1$
also ihre mittlere Anziehungskraft . . . . . . . . $\mu$ und $\mu^1$
die Zahl der Drathwindungen . . . . . . . . . . $\beta$
die mittlere Bewegungsgeschwindigkeit der Maschine . $v$

Dann ist, wenn $k$ eine von der Construction der Maschine abhängige Constante ist:

$$i_1 = i - i^1;\ m^1 = \beta\, i^1;\ i_1 = \frac{k\, m^1 \beta\, v}{r} = \frac{k\, i^1 \beta^2 v}{r}.$$

Ferner ist $i = \frac{E}{r}$; also

$$i^1 = \frac{E}{r + k\beta^2 v};\quad m^1 = \frac{\beta E}{r + k\beta^2 v};\quad v = \frac{\beta E - m^1 r}{m^1 k \beta^2}.$$

Die Arbeit $A$ der Maschine entspricht der mittleren Anziehungskraft der Magnete derselben, multiplicirt mit der Drehungsgeschwindigkeit, also ist

$$A = \mu^1 v = m^{1\,2} v = \frac{v(\beta E)^2}{(r + k\beta^2 v)^2} = \frac{(\beta E - m^1 r)\, m^1}{k \beta^2}.$$

Das Maximum der Arbeit in Bezug auf $m^1$ und $v$ erhält man durch Differentiation dieser Gleichung nach $m^1$ und $v$. Dasselbe tritt ein für

$$m^1 = m^1_0 = \beta\, \frac{E}{2r} \text{ und } v = v_0 = \frac{r}{k\beta^2};$$

wo dann das Maximum der Arbeit wird

$$A_0 = \frac{E^2}{4kr} = \frac{Ei}{4k}.$$

Im Ruhezustande der Maschine ist $m = \beta i = \beta\, \frac{E}{r}$. Soll also das Maximum der Arbeit erreicht werden, so muss der Magnetismus der Magnete in der Maschine während ihrer Bewegung gerade halb so gross, ihre Anziehung ein Viertel so gross sein, als in ihrem Ruhezustande.

Das Arbeitsmaximum $A_0$ selbst ist direct dem Werthe $Ei$, d. h. dem Arbeitsäquivalent der chemischen Processe in der Säule im Ruhezustande der Maschine proportional. Es ist bei gleichbleibendem Widerstand der Schliessung unabhängig von der Zahl $\beta$ der Drathumwindungen der Magnete. Wachsen diese nämlich auf das $n$-fache, so nimmt dann der Magnetismus $m^1_0$ auf das $n$-fache, die Anziehung $\mu^1$ der Magnete auf das $n^2$-fache zu, dagegen nimmt die Geschwindigkeit der Bewegung $v_0$ der Maschine im Verhältniss von $1 : n^2$ ab.

Setzen wir den Werth $v_0$ in die Gleichung für $i^1$ ein, so erhalten wir die dem Arbeitsmaximum entsprechende Intensität $i^1_0 = \frac{E}{2r} = {}^1/_2\, i$.

Sie ist also gerade halb so gross, wie die Intensität beim Ruhezustande der Maschine. — Besteht die Säule aus $x$ Elementen von der elektromotorischen Kraft $e$, so ist $E = xe$ und die beim Arbeitsmaximum verbrauchte Zinkmenge

$$z_0 = const. x i^1_0 = \frac{x^2 e}{2r}, \text{ d. h. } A_0 = \frac{z_0 e}{2k}.$$

Die erzeugte Arbeit ist also wiederum der elektromotorischen Kraft $e$ jedes Elementes und der gesammten verbrauchten Zinkmenge $z_0$ proportional.

Die bei der Einheit der verbrauchten Zinkmenge erzeugte Arbeit ist $\frac{e}{2k}$. Sie ist also völlig unabhängig von der Anordnung der Batterie und der Leitung. Sie würde sich bei gleichem Zinkverbrauch also nur durch Aenderung der elektromotorischen Kraft $e$ verstärken lassen.

Ist $\lambda$ der Widerstand der Oberflächeneinheit der Elemente der Säule, $\sigma$ die gesammte Oberfläche derselben, $\lambda_1$ der Widerstand der Drathrollen, so ist unter Vernachlässigung der übrigen Widerstände bei Anordnung der Säule zu $x$ Elementen

$$r = \frac{x^2 \lambda}{\sigma} + \lambda_1,$$

also

$$A_0 = \frac{\sigma x^2 e^2}{4k(x^2 \lambda + \lambda_1 \sigma)}.$$

Das Arbeitsmaximum nimmt also bei gleicher Oberfläche der Säule mit der Zahl der Elemente zu. Ist der Widerstand $x^2 \lambda$ der Säule so weit gewachsen, dass dagegen $\lambda_1$ verschwindet, so erhält man nun das Arbeitsmaximum

$$A_0 = \frac{\sigma e^2}{4k\lambda}.$$

Im Ruhezustande der Maschine würde man das Maximum der Magnetisirung der Magnete erhalten, wenn $\frac{x^2 \lambda}{\sigma} = \lambda_1$ ist. Bei dieser Anordnung der Säule wäre die Arbeit gleich

$$A_0 = \frac{\sigma e^2}{8k\lambda},$$

also gerade halb so gross, wie das wirklich zu erreichende Arbeitsmaximum.

Die genaue Berücksichtigung dieser Verhältnisse ist bei der Construction elektromagnetischer Maschinen von der grössten Wichtigkeit. Sie zeigen namentlich, dass, wie man auch die Grösse der Elektromagnete abändern mag, doch bei gleichbleibender elektromotorischer Kraft der

Säule nur ein bestimmtes, dem Zinkverbrauch äquivalentes Maximum an Arbeitskraft in derselben erzielt werden kann [1]).

1155 Werden umgekehrt Magnete in der Nähe von geschlossenen Stromkreisen bewegt, in denen sie Ströme induciren, welche ihrer Bewegung entgegenwirken, so muss wiederum die in den Stromkreisen erzeugte Wärmemenge der zur Bewegung der Magnete verwendeten Arbeit entsprechen, vorausgesetzt, dass in den Magneten selbst nicht Wärmewirkungen, sei es durch Inductionsströme, sei es durch Reibung ihrer Moleküle aneinander bei etwaigen Veränderungen ihrer Magnetisirung auftreten, die Magnete also als unveränderlich zu betrachten sind. Dasselbe ergiebt sich bei Bewegung der Stromkreise vor den ruhenden Magneten. — Auf diese Weise hat Leroux [2]) eine grosse Magnetelektrisirmaschine, bei welcher viele, an einer Axe befestigte Spiralen vor Hufeisenmagneten rotirten, in Bewegung gesetzt, indem er um die Rotationsaxe eine mit Gewichten belastete Schnur wand. Er bestimmte jedesmal die beim Hinabrollen derselben erzeugte Arbeit $A$, zuerst als die Inductionsspiralen nicht eine in sich vollendete Schliessung bildeten. Sodann wurde in den Schliessungskreis ihrer Leitungsdräthe eine kleine Platindrathspirale eingefügt, welche in einem mit Wasser gefüllten Calorimeter lag, und wiederum die zur Drehung der Maschine erforderliche Arbeit $A_1$ und zugleich die in der Platinspirale entwickelte Wärmemenge $W$ bestimmt. Da man den Widerstand des ganzen Schliessungskreises mit dem der Spirale verglichen hatte, konnte man auch die in ihm erzeugte totale Wärmemenge messen, welche dem Werth $A_1 - A$ äquivalent sein musste. Die Erwärmung eines Grammes Wasser um 1°C. erforderte hiernach bei drei Versuchen eine Arbeit von 469,67, 462,23, 442, im Mittel von 458 Kilogrammmetern; eine etwas zu hohe Zahl, da auch in den Magneten der Maschine selbst ein Theil der Wärme erzeugt wurde, welche nicht berechnet war.

Wurde in den Schliessungskreis ein Voltameter mit Kupfervitriollösung eingeschaltet, die sich zwischen einer negativen Platin- und zwei positiven Kupferelektroden befand, welche die Platinelektrode beiderseits umgaben, so wurde, abgesehen von der in dem Kreise erzeugten Wärme, in dem Voltameter für den Absatz jedes Grammes Kupfer eine Arbeit von 252 Kilogrammmetern verbraucht. Dieselbe war wohl in Folge der ungleichen Cohäsion des an der positiven Elektrode aufgelösten und an der negativen abgesetzten Kupfers verwendet worden.

Matteucci [3]) hat ebenfalls in einer elektromagnetischen Maschine Anker vor Elektromagneten rotiren lassen, deren Magnetisirungsspiralen aus zwei parallel gewundenen Dräthen bestanden. Der magnetisirende

---

[1]) Ein näheres Eingehen auf die praktische Bedeutung der elektromagnetischen Motoren gehört nicht hierher; vergl. auch noch Joule und Scoresby, Phil. Mag. Vol. XXVIII, p. 448. 1846*. — [2]) Leroux, Ann. de Chim. et de Phys. T. L, p. 473. 1857*. — [3]) Matteucci, Compt. rend. T. XLVI, p. 1021. 1858*; Ann. de Chim. et de Phys. T. LIV, p. 297. 1858*.

Strom wurde nur durch einen dieser Dräthe geleitet, und das Gewicht bestimmt, welches durch die Maschine in einer bestimmten Zeit auf eine gewisse Höhe gehoben wurde, je nachdem der zweite Drath offen oder in sich geschlossen war. Im zweiten Fall war die so geleistete Arbeit um eine Grösse $A$ kleiner, indem in dem zweiten Gewinde Extraströme entstanden. Matteucci bestimmte nun die in dem letzteren erzeugte Wärmemenge $W$ durch ein Calorimeter; sie sollte der Arbeit $A$ äquivalent sein. Es berechnete sich so das mechanische Wärmeäquivalent zu 438,96.

Nachdem wir in den vorhergehenden Paragraphen im Allgemeinen **1156**
die bei den Inductionserscheinungen auftretenden Arbeits- und Wärmeprocesse besprochen haben, sind dieselben noch im Einzelnen zu betrachten und namentlich die Arbeitsleistungen 1) bei der Induction eines Stromes durch Bewegung eines constanten Magnetes, 2) bei der Induction durch die Bewegung zweier von Strömen durchflossener Leiter und Aenderungen der Stromintensität, 3) bei der Magnetisirung eines Eisen- und Stahlkerns zu untersuchen.

Wird zuerst durch die Bewegung eines unveränderlichen Stahl- **1157**
oder Elektromagnetes in einem vom Strom $I$ durchflossenen Leiter ein Strom inducirt und dadurch die Intensität auf den Werth $i$ reducirt, so wird nach §. 1147 ausser der Erwärmung des Schliessungskreises noch eine Nebenarbeit geleistet, welche in der Zeit $dt$ dem Werthe $A_i dt = R\,(I - i)\,i dt$ entspricht, wo $R$ der Widerstand des Schliessungskreises ist. Ist das Potential des Magnetes auf den von der Einheit des Stromes durchflossenen Leiter gleich $V$, so ist die während der Zeit $dt$ bei seiner Bewegung verbrauchte und jener geleisteten Nebenarbeit gleiche Arbeit $i\,\frac{dV}{dt}\,dt$. Es ist demnach

$$R\,(I - i)\,i dt = i\,\frac{dV}{dt}\,dt,$$

oder, da $RI = E$ die ursprüngliche elektromotorische Kraft im Schliessungskreise ist

$$i = \frac{E - \frac{dV}{dt}}{R}.$$

Die Grösse $\frac{dV}{dt}$ übernimmt also ganz die Stelle einer elektromotorischen Kraft; sie ist die elektromotorische Kraft des Inductionsstromes. Dieselbe ist unabhängig von $i$, also auch ohne Anwesenheit eines Stromes im Schliessungskreise thätig. Die Gesammtintensität des in diesem letzteren Falle während der Zeit $t$ inducirten Stromes ist also

$$\int_0^t I_0\,dt = \frac{1}{R}\int_0^t \frac{dV}{dt}\,dt = \frac{V_t - V_0}{R},$$

wo $V_t$ und $V_0$ die Werthe von $V$ für $t = 0$ und $t = t$ sind.

Diese Formel stimmt ganz mit der von Neumann entwickelten Formel für die Intensität der inducirten Ströme (§. 758). Nur ist die Constante $\varepsilon$ durch 1 ersetzt, indem die Einheiten der Constanten des Stromes anders bestimmt sind. Die Einheit der Intensität ist willkürlich, die der elektromotorischen Kraft eine solche, dass dieselbe in einem Drath vom Widerstande $R = 1$ die Intensität Eins erzeugt; als Einheit des Widerstandes ist aber ein Drath von solchem Widerstand anzunehmen, dass in ihm durch den Strom von der Intensität Eins die der Arbeit Eins entsprechende Wärmemenge erzeugt wird.

1158 Werden ebenso zwei unveränderliche Stromesleiter $A_1$ und $A_2$ bewegt, in denen die elektromotorischen Kräfte $E_1$ und $E_2$ thätig sind, so induciren sie gegenseitig ineinander Ströme. Wir wollen annehmen, dass die Aenderung der Intensität in ihnen durch die Induction so klein sei, dass die dabei in ihnen inducirten Extraströme zu vernachlässigen sind. Die Intensität der Ströme in ihnen mit Ausschluss der Inductionsströme sei $I_1$ und $I_2$, mit denselben $i_1$ und $i_2$; ihr Potential aufeinander in einer bestimmten Lage, wenn beide von einem Strom Eins durchflossen gedacht werden, sei gleich $V$; ihre Widerstände seien $R_1$ und $R_2$. Dann ergiebt sich die in beiden in der Zeit $dt$ erzeugte Nebenarbeit, welche der bei der Bewegung der Leiter verbrauchten Arbeit gleich ist:

$$R_1 (I_1 - i_1)\, i_1\, dt + R_2 (I_2 - i_2)\, i_2\, dt = i_1 i_2 \frac{dV}{dt}\, dt \text{ [1]}, \quad . \quad 1)$$

oder da $R_1 I_1 = E_1$ und $R_2 I_2 = E_2$ ist,

$$i_1^2 R_1 + i_2^2 R_2 = i_1 E_1 + i_2 E_2 - i_1 i_2 \frac{dV}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

Dieser Werth entspricht der im Schliessungskreise in der Zeiteinheit erzeugten Wärmemenge.

Würden die Leiter nicht bewegt, also die Intensitäten $I_1$ und $I_2$ constant bleiben, so wäre die in derselben Zeit erzeugte Wärme: $I_1{}^2 R_1{}^2 + I_2{}^2 R_2{}^2 = I_1 E_1 + I_2 E_2$.

Der Unterschied der mit und ohne Induction erzeugten Wärme ist demnach, wenn wir in Formel 2) statt $E_1$ und $E_2$ resp. $I_1 R_1$ und $I_2 R_2$ setzen:

$$(I_1 - i_1) R_1 I_1 + (I_2 - i_2) R_2 I_2 + i_1 i_2 \frac{dV}{dt} = \varDelta,$$

und bei Subtraction der Gleichung 1):

$$(I_1 - i_1)^2 R_1 + (I_2 - i_2)^2 R_2 + 2 i_1 i_2 \frac{dV}{dt} = \varDelta.$$

---

[1]) Helmholtz, Erhaltung der Kraft. Berlin 1847. S. 60*; Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 255. 1854*.

Werden die Leiter, in denen die Ströme z. B. gleichgerichtet sind, von einander entfernt, so wird hierbei eine Arbeit geleistet; $\frac{dV}{dt}$ ist negativ und ebenso ist $I_1 < i_1$ und $I_2 < i_2$; auch die beiden ersten Glieder der Gleichung sind negativ. Die Werthe $i_1 - I_1$ und $i_2 - I_2$ entsprechen dem Mehrconsum an Zink in der Kette durch die Steigerung der Stromintensität. Ausser der diesem Mehrconsum entsprechenden Wärme (und Arbeit) wird also noch eine Wärmemenge über die durch die constanten, ruhenden Ströme producirte Wärme hinaus erzeugt, welche dem doppelten Werth der Potentialänderung der Leiter auf einander entspricht. — Der mechanische Werth der Wirkung der Ströme auf einander muss also um $i i_1 \frac{dV}{dt}$ abgenommen haben, da ihre Potentialänderung für sich nur die Wärmeproduction $i i_1 \frac{dV}{dt}$ entspräche. Dieser Werth ist auf die Steigerung der Stromintensitäten selbst verwendet worden [1]).

Ist die Intensität $I_2$ gegen $I_1$ sehr klein, so ist die durch den Leiter $A_2$ in $A_1$ inducirte elektromotorische Kraft zu vernachlässigen, $i_1$ ist nahezu gleich $I_1$, wir können $i_1^2 R_1 = i_1 E_1$ setzen, und es ist nach Gl. 2) die in dem Leiter $A_2$ entwickelte Wärme äquivalent der Arbeit 1159

$$i_2^2 R_2 = i_2 E_2 - I_1 i_2 \frac{dV}{dt}.$$

Ist dagegen $I_1$ gegen $I_2$ klein, so können wir umgekehrt die in $A_2$ inducirte elektromotorische Kraft vernachlässigen und erhalten die im Leiter $A_1$ entwickelte Wärme

$$i_1^2 R_1 = i_1 E_1 - i_1 I_2 \frac{dV}{dt}.$$

Daraus ergiebt sich

$$i_2 = \frac{E_2 - I_1 \frac{dV}{dt}}{R_2}, \qquad i_1 = \frac{E_1 - I_2 \frac{dV}{dt}}{R_1}.$$

Die in beiden Leitern bei den Stromintensitäten $I_1$ oder $I_2$ gleich Eins inducirten elektromotorischen Kräfte sind also gleich, wie es auch Neumann gefunden.

Auf diese Weise folgen also die Inductionsgesetze direct aus dem Princip von der Erhaltung der Kraft [2]).

---

[1]) Vgl. W. Thomson, Nichols Cyclopaedia edit 1860. Dynam. Relat of Magnetis. — [2]) Helmholtz, Erhaltung der Kraft S. 67. Berlin 1847*.

1160 In ähnlicher Weise lassen sich auch die bei Aenderung der Lage und Intensität in zwei Leitern $i$ inducirten elektromotorischen Kräfte $e$ und $e_1$ aus den dabei durch die elektrodynamischen Kräfte und Aenderungen der Potentiale beider Leiter auf einander $V$ und der Leiter auf sich selbst $P$ und $P_1$ und den durch die Ströme in ihnen erzeugten Wärmemengen berechnen, wenn die Inductionen der Leiter auf sich selbst berücksichtigt werden. Stets muss die in jedem Leiter stattfindende chemische Action den gesammten Arbeitsleistungen entsprechen, welche, wenn die Stromintensitäten zur Zeit $t$ in den Leitern gleich $i$ und $i_1$ sind, gleich $ie$ und $i_1 e_1$ sein müssen. Die Wärmeentwickelung in den Leitern, in Arbeitseinheiten ausgedrückt, ist, wenn der Widerstand der Leiter $R$ und $R_1$ ist, gleich $i^2 R$ und $i_1^2 R_1$; die durch Veränderung der Potentiale geleistete Arbeit, einmal durch die Wirkung des einen Leiters auf den anderen, resp. $i\,\frac{d(i_1 V)}{dt}$ und $i_1\,\frac{d(iV)}{dt}$; sodann durch die Wirkung jedes Leiters auf sich selbst: $2.i\,\frac{d(iP)}{dt}$ und $2i_1\,\frac{d(i_1 P)}{dt}$[1]). Wir erhalten somit

$$ei = Ri^2 + i\,\frac{d}{dt}(2iP + i_1 V) \quad \ldots\ldots \quad 1)$$

$$e_1 i_1 = R_1 i_1^2 + i_1\,\frac{d}{dt}(2i_1 P_1 + iV) \quad \ldots\ldots \quad 2)$$

Erhalten die Leiter in der Zeit $dt$ einen Zuwachs an lebendiger Kraft $dL$, sei es durch ihre elektrodynamische Wirkung, sei es durch äussere Kräfte, welche in der Zeit $dt$ die Arbeit $dA$ leisten, so ist

$$dL = dA + i^2 dP + i_1^2 dP_1 + ii_1 dV. \quad \ldots\ldots \quad 3)$$

Setzen wir $e_1 = 0$ und ist $P, P_1$ und $V$ constant, ändert sich also nur die Stromintensität, und ist in der einen Schliessung keine elektromotorische Kraft thätig, so folgt bei Addition beider Gleichungen

$$\int_0^t ei\,dt = \int_0^t (Ri^2 + R_1 i_1^2)\,dt + Pi^2 + P_1 i_1^2 + V\left(\int_0^t (i\,di_1 + i_1\,di)\right)$$

Da nach einiger Zeit $i_1$ verschwindet, so ist dann $P_1 i_1^2 = 0$ und das Integral des letzten Gliedes $Vii_1 = 0$, und es wird nach dieser Zeit

$$\int ei\,dt = \int (Ri^2 + R_1 i_1^2)\,dt + Pi^2,$$

so dass dann die chemische Arbeit in der Kette der einen Schliessung der Wärmeerzeugung in beiden Schliessungen und ausserdem noch dem Potential $Pi^2$ in der ersteren Schliessung entspricht[2]).

---

[1]) Diese Werthe sind doppelt genommen, da jedes Element der Leiter auf jedes Element desselben wirkt, die Potentiale der Elemente aufeinander also doppelt erscheinen. In den Formeln des §. 785 u. flgde. sind unter $P$ und $\Pi$ schon diese doppelten Werthe einbegriffen. — [2]) Weitere Ausführungen dieses Gegenstandes s. Stefan, Wiener Ber. Bd. LXIV [2] S. 193. 1871. 13. Juni*; Briot, Mechan. Wärmetheorie Deutsche Ausgabe. Leipzig 1871. S. 352 und flgde.*

Die Arbeit endlich, welche bei der Magnetisirung des Eisens und Stahls verwendet wird, und die potentielle Energie des magnetisirten Körpers berechnet sich in folgender Art: 1161

Werden zwei magnetische Körper $A$ und $B$ einander genähert, deren magnetische Vertheilung sich dabei ändert, ist das Potential derselben auf einander $V_{ab}$, das magnetische Potential der Körper auf sich selbst gleich $V_a$ und $V_b$, (wobei das Potential je zweier magnetischer Elemente aufeinander nur je einmal genommen ist), so entspricht die bei der Annäherung erzeugte potentielle Energie dem Zuwachs des Werthes

$$V_{ab} + V_a + V_b.$$

Es sei der Körper $Q$ ein unveränderlicher Stahlmagnet, so dass sein Potential sich nicht ändern kann, dann ist die erzeugte potentielle Energie gleich dem Zuwachs von

$$V_{ab} + V_b.$$

Der Magnet werde dem magnetisirbaren Körper (Eisen) aus unendlicher Entfernung genähert. Ist dann das freie magnetische Fluidum, welches auf der Oberfläche des letzteren vertheilt gedacht werden kann, gleich $Q$, und ist der Zuwachs an potentieller Energie für die Einheit dieses Fluidums, wenn es aus unendlicher Entfernung von seiner Stelle auf das magnetisirte Eisen gebracht wird, gleich $C$, so ist

$$Q\,C = V_{ab} + V_b.$$

Da aber $Q$ aus gleich viel positivem und negativem, Nord- und Südfluidum besteht, so ist $Q\,C = 0$, also

$$V_{ab} = -\,V_b.$$

Die potentielle Energie, welche während der Magnetisirung des magnetisirbaren Körpers erzeugt wird, ist also eben so gross, wie die bei der Annäherung des Stahlmagnetes selbst erzeugte potentielle Energie. Bliebe der Magnetismus in dem magnetisirbaren Körper (Stahl) völlig fixirt, und entfernte man den magnetisirenden Magnet bis in die Unendlichkeit, so würde dazu eine Arbeit erforderlich sein, welche dem Potential $V_{ab}$, also der Hälfte der gesammten Energie entspräche. Die andere Hälfte derselben könnte bei der Vernichtung des Magnetismus des magnetisirten Körpers gewonnen werden. Es wird indess diese Bedingung nur gelten, wenn sich der Magnetisirung des Eisens und Stahles keine Hindernisse in den Weg stellen. Wird aber z. B. durch die Reibung der sich umlagernden magnetischen Moleküle im Eisen Wärme erzeugt u. dgl. m., so würde der Werth $V_b - (-\,V_{ab})$ die hierzu verbrauchte Arbeit darstellen.

Die potentielle Energie selbst, welche in einem magnetisirten Körper angehäuft ist, lässt sich durch den Ausdruck 1162

$$(P) = \frac{1}{8\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} R^2\,dx\,dy\,dz$$

darstellen, wo $R$ die Resultante der sämmtlichen magnetischen Kräfte in einem Punkt $xyz$ ist [1]).

Aendern sich die Dimensionen des Magnetes bei ähnlich bleibender Gestalt und gleichbleibender Magnetisirung ähnlich liegender Theile, so bleibt die auf ähnlich liegende Punkte ausgeübte Kraft $R$ unverändert. Dann wird die in demselben angehäufte potentielle Energie $(P)$ direct dem Volumen proportional.

Könnte man also einen Magnet in einzelne Molekularmagnete zerlegen, so würde keine Arbeit erforderlich sein, um dieselben bei gleichbleibender relativer Lage einander zu nähern oder von einander zu entfernen.

Bei Körpern, die eine magnetische Axe besitzen, ist die beim Magnetisiren angehäufte potentielle Energie ohne Weiteres anzugeben, indem nach der Theorie der magnetischen Fluida die dabei geleistete Arbeit dem Quadrat des Quantums der Fluida und dem Wege proportional ist, um den sie von einander geschieden werden. Bestimmt

---

[1]) Denken wir uns zwei im Raum vertheilte Massen $A$ und $B$, deren Theilchen sich nach dem Gesetz des umgekehrten Quadrates der Entfernung anziehen, ist $\varrho$ die Dichtigkeit von $A$, $V_1$ das Potential des Körpers $B$ auf die Masseneinheit im Element $dx\,dy\,dz$ des Körpers $A$, so ist das Gesammtpotential von $B$ auf $A$ gleich

$$P = \int\int\int \varrho\, V_1\, dx\, dy\, dz,$$

wo die Integrale von $-\infty$ bis $+\infty$ zu nehmen sind. Sind die Componenten der von $A$ herrührenden Kraft in $xyz$ gleich $X\,Y\,Z$, so ist

$$-4\pi\varrho = \overline{\Delta^2 V} = \frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z}.$$

Wird dieser Werth in $P$ eingeführt und werden die einzelnen Glieder partiell nach $xyz$ integrirt, sodann aber $\frac{\partial V_1}{\partial x} = X_1$ u. s. f. gesetzt, wo also $X_1\,Y_1\,Z_1$ die der Wirkung im Körper $B$ entsprechenden Kraftcomponenten im Punkt $xyz$ sind, so folgt

$$P = \frac{V}{4\pi}\int\int\int (X X_1 + Y Y_1 + Z Z_1)\, dx\, dy\, dz.$$

Ist die Vertheilung der Elemente der Masse $B$ im Raume ganz dieselbe, wie die der Masse $A$, nur dass sich die Massen beider wie $dm : m$ verhalten, so ist $X_1 = \frac{dm}{m} X$ u. s. f., also

$$P = \frac{1}{4\pi}\,\frac{dm}{m}\int\int\int (X^2 + Y^2 + Z^2)\, dx\, dy\, dz.$$

$P$ ist der Zuwachs an potentieller Energie, wenn die Masse $m$ sich um $dm$ vermehrt. Das Integral von $P$ nach $dm$ entspricht also der bei der Anhäufung der Masse $m$ in ihrer bestehenden Vertheilung angesammelten potentiellen Energie $(P)$. Da nun $X_1\,Y_1\,Z$ proportional $m$ sind, kann das dreifache Integral gleich $m^2 C$, also $P = \frac{1}{4\pi}\, m\, dm\, C$ gesetzt werden, daher wird $(P) = \frac{1}{8\pi}\, m^2 C$, oder, wenn für $m^2 C$ wieder der Integralwerth eingeführt und $X^2 + Y^2 + Z^2 = R^2$ gesetzt wird

$$(P) = \frac{1}{8\pi}\int\int\int R^2\, dx\, dy\, dz,$$

wie im Text (W. Thomson, Mathematical Theory of Magnetism. Gesammelte Abhandlungen S. 432*).

man daher die Wärmemenge, welche beim Magnetisiren von Eisenkernen durch alternirende Ströme erzeugt wird, so ist sie bei gleicher Länge dem Quadrat der magnetisirenden Kraft (bei schwächeren Magnetisirungen), bei gleicher Magnetisirung der Länge proportional [1]).

Geschieht die Magnetisirung des weichen Eisens durch einen galvanischen Strom, so muss die dafür verbrauchte Arbeit der in der Kette desselben erzeugten chemischen Energie entnommen werden. Ist hier, wie §. 1160, die Intensität des Stromes gleich $i$, die elektromotorische Kraft in seinem Schliessungskreise $e$, sowie der Widerstand desselben $R$, das Arbeitsäquivalent der darin erzeugten Wärme $i^2 R$, das Potential des Stromkreises auf sich selbst $P$, das Potential des durch Einfluss des Stromes magnetisirten Eisens auf den Stromkreis, letzterer vom Strom Eins durchflossen gedacht, gleich $V_m$, endlich das Potential des Magnetes auf sich selbst $P_m$, dann werden wir in den Gl. 1 u. 2, §. 1160 den Werth $i_1 V$ durch $V_m$, $i_1^2 P_1$ durch $P_m$ zu ersetzen haben. Da ferner im Magnet keine elektromotorische Kraft $e_1$ vorhanden ist und der Widerstand $R_1$ der molekularen Stromesbahnen in demselben Null ist, so werden die Gl. 1 und 2, §. 1160: 1163

$$e = Ri + 2\frac{d\,iP}{dt} + \frac{d\,V_m}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

$$0 = 2\frac{d\,P_m}{dt} + \frac{d\,(i\,V_m)}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

Aus der letzteren Gleichung folgt unmittelbar

$$dP_m = -\frac{1}{2}\,d\,(i\,V_m) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

Steigt also das Potential des Magnetes auf den Strom z. B. von Null bis zu einem bestimmten Werth $i\,V_m$ an, so wird die Hälfte dieses Werthes auf die Vermehrung der potentiellen Energie $P_m$ des magnetisirten Eisens verwendet. Es ist also das magnetische Potential des magnetischen Eisens die Hälfte des elektromagnetischen Potentials desselben auf den magnetisirenden Strom.

Erhält die Eisenmasse und der Stromesleiter bei der Magnetisirung keine lebendige Kraft, wird keine äussere Arbeit dabei verwendet und ändert sich die Gestalt des Stromesleiters nicht, so ist in Gl. 3, §. 1160 $dL = 0$, $dA = 0$, $i^2 dP = 0$, also

$$i\,d\,V_m = -\,d\,P_m = \frac{1}{2}\,d\,(i\,V_m),$$

woraus folgt, wenn $K$ eine Constante ist,

$$V_m = Ki.$$

[1]) Vgl. Cazin, Compt. rend. T. LXXV, p. 1265. 1872*. Moutier, Compt. rend. T. LXXV, p. 1619. 1872*; auch Waszmuth (unter Betrachtung der Drehung der Molecularmagnete) Wiener Ber. Math. phys. Abthl. Bd. LXIII, [2] S. 6. 1871*.

Es ist also das Potential des Magnetes auf den Strom von der Intensität Eins, d. h. die Magnetisirung unter den angenommenen Verhältnissen der Stromintensität proportional. Bei Einführung dieses Werthes in die Gleichung (1) wird, wenn zugleich die Gestalt des Leiters sich nicht ändert, also $P$ constant ist und für $t = 0$, $i = 0$ ist,

$$i = \frac{e}{R}\left(1 - e^{-\frac{Rt}{2P + K}}\right),$$

welche Formel das Ansteigen der Stromintensität in dem Leiter bei Gegenwart des Eisens nach der einmaligen Schliessung bezeichnet. Dieselbe ist der §. 775 angeführten analog, bei welcher das Ansteigen ohne Eisenkern betrachtet wurde.

1164 Nähert sich eine Eisenmasse einem von einem Strom durchflossenen geschlossenen Leiter aus unendlicher Entfernung und ist die Aenderung der Intensität des Stromes durch die Inductionswirkung zu vernachlässigen, so kann man den Strom durch einen unveränderlichen Magnet ersetzt denken, und es gilt wieder der §. 1158 ausgesprochene Satz, dass die potentielle Energie der Magnetisirung resp. die lebendige Kraft der Bewegung, welche das Eisenstück erhält, der Hälfte der gesammten Energie entspricht, welche bei der Bewegung des Eisens erzeugt wird. Diese gesammte Energie muss den chemischen Processen in der Kette entnommen werden. Wird der Strom geschlossen, während das Eisenstück in seiner Endstellung liegt, so wird nur die halbe Arbeit, wie vorher, geleistet, indem dem Eisen nur die potentielle Energie der Magnetisirung zu ertheilen ist; die den chemischen Processen in der Kette hierzu entnommene Energie ist also nur halb so gross, wie vorher.

Würden die magnetisirten Eisenmassen entmagnetisirt, ohne dass dabei der Strom im Leiter geändert würde, etwa durch Erwärmung, so müsste dabei dieselbe Arbeit geleistet werden, wie wenn die Eisenmasse in unendliche Entfernung gebracht würde. Dieser Arbeit entspricht eine gewisse Wärmemenge.

Somit bedarf magnetisirtes Eisen zur Erwärmung um eine bestimmte Anzahl Grade einer grösseren Wärmemenge, als unmagnetisirtes [1]).

1165 Befindet sich in der Nähe eines Stromesleiters, statt eines magnetischen, ein diamagnetischer Körper, z. B. Wismuth, so lassen sich auf die dabei stattfindenden Arbeitserscheinungen dieselben Betrachtungen anstellen, wie in §. 1161 u. flgde. Nur wirkt das Wismuth in Folge seiner, dem Eisen entgegengesetzten Polarität dem Eisen gerade entgegengesetzt. Wird also ein Strom in der Nähe des Wismuths geschlossen, so steigt er schneller an, die auf die Bildung des Potentials des Stromes

---

[1]) Ueber die §. 1163 und 1164 besprochenen Verhältnisse s. das Nähere bei Stefan, Wiener Ber. Bd. LXIV [2] S. 193. 1871, 13. Juli.

auf sich selbst verwendete Energie ist kleiner, die Wärmeerzeugung durch den Extrastrom kleiner, als ohne das Wismuth. Entfernt sich das Wismuth durch die elektromagnetische Abstossung vom Strom bis in unendliche Entfernung und kann die Aenderung der Intensität des Stromes im Leiter durch die Induction vernachlässigt werden, so ist die dabei gewonnene lebendige Kraft gleich dem halben Anfangswerth des Potentials des Stromes auf die Molekularströme oder supponirten vertheilten magnetischen Fluida im Wismuth u. s. f. [1]).

---

[1]) Vergl. auch hierüber das Nähere bei Stefan, Wiener Ber. Bd. LXIV [2] S. 789. 1871, 20. Dec.*

Drittes Capitel.

# Hypothetische Ansichten über das Wesen und die Wirkungsweise des galvanischen Stromes.

1166 Wir haben in den vorhergehenden Capiteln die Entstehungsweise und die verschiedenen Wirkungen des galvanischen Stromes dargestellt, ohne auf das eigentliche Wesen der Elektricität näher einzugehen. Wo es erforderlich war, sind wir dabei der gewöhnlichen Annahme von der Existenz zweier Elektricitäten gefolgt, welche sich bei ihrer Vereinigung gegenseitig neutralisiren. Wir wollen diese Verhältnisse jetzt näher betrachten.

Wirkt eine elektrische Scheidungskraft auf einen Körper, z. B. wenn derselbe zwischen den Polen eines Magnetes bewegt wird, so kann je nach der Beschaffenheit desselben die durch jene Kraft hervorgerufene Elektricitätsvertheilung in verschiedener Art vor sich gehen.

In einem vollkommenen Nichtleiter bewirkt die elektrische Scheidungskraft nur eine Scheidung der Elektricitäten in jedem Molekül. Wirkt die Kraft auf alle Moleküle gleich stark und in gleicher Richtung, so heben sich die Wirkungen der an beiden Seiten je zweier benachbarter Moleküle angehäuften Elektricitäten auf, und nur an den Enden des Nichtleiters erscheint eine Ladung. Hierbei erreicht die Ladung ein Maximum; ein eigentlicher Strom entsteht nur bei Aenderung dieser Vertheilung, sonst wird keine Arbeit geleistet, sondern nur eine Spannung (potentielle Energie), ähnlich wie in einem vollkommen elastischen Körper, dessen Gestalt geändert wird. Beim Aufhören der Scheidungskraft treten die Elektricitäten wieder zusammen, in ähnlicher Weise, wie ein vollkommen elastischer Körper seine Gestalt nach Aufhebung der wirkenden Kräfte wieder annimmt.

Derartige vollkommene Nichtleiter existiren indess nicht. In allen Körpern vergeht eine gewisse Zeit, bis bei Einwirkung der elektromo-

torischen Kraft die elektrische Vertheilung eine bestimmte Grösse erreicht, und ebenso vergeht eine Zeit, wenn jene Kraft entfernt ist, bis die Moleküle sich depolarisiren. Wird daher die auf der Oberfläche des Nichtleiters angehäufte Elektricität entfernt, so erscheint dieselbe durch die Wirkung der inneren, noch polarisirten Moleküle von Neuem. Diese Erscheinung, die z. B. nach Faraday[1]) den Rückstand der Leydener Flasche bedingt, bezeichnet man mit dem Namen „Elektrische Absorption".

Dieses Verhalten ist dem eines elastischen Körpers, dessen Theile eine gewisse innere Reibung besitzen, analog, wo die Moleküle auch erst allmählich bei Einwirkung einer äusseren Kraft ihre geänderte Lage annehmen und dieselbe nach Aufhebung jener Kraft in Folge der elastischen Nachwirkung auch nur allmählich gegen die frühere vertauschen.

Endlich findet noch zwischen den durch eine äussere elektrische Scheidungskraft polarisirten Molekülen eine allmähliche Ausgleichung der einander benachbarten, entgegengesetzten Elektricitäten statt, die innere Ladung verschwindet und der Körper behält nur an seinen Enden Ladung bei. Dies ist der Vorgang der Leitung, der bei den vollkommenen Leitern sehr schnell vor sich geht. Dieser Elektricitätsbewegung steht ein gewisser Widerstand entgegen, in Folge dessen die Elektricitäten die durch die äussere Kraft ihnen ertheilten Geschwindigkeiten verlieren, am Ende des Leiters zur Ruhe kommen und ihre verlorene Bewegung in Wärme, chemische Zersetzung (wenn der Leiter ein Elektrolyt ist), mechanische Wirkungen umsetzen. Wird die elektrische Scheidungskraft entfernt, so gleichen sich die nach den Enden des Leiters getriebenen Elektricitäten durch einen Rückstrom wieder in demselben aus und verrichten dabei in Folge des Widerstandes von Neuem eine Arbeit unter Verlust ihrer Bewegung.

Es wird also durch die elektrische Scheidungskraft eine doppelte Wirkung ausgeübt:

Einmal wird in Folge der entstehenden elektrischen Strömung eine wirkliche Arbeit verrichtet.

Sodann wird in Folge der elektrischen Vertheilung eine Spannkraft (potentielle Energie) erzeugt, die wiederum bei ihrem Verschwinden eine Arbeit verrichten kann.

Wir betrachten vorläufig nur die Bewegung der Elektricitäten in relativ guten Leitern.

Ist die Differenz des Potentials der äusseren elektrischen Kräfte an den Enden des Längenelementes $dl$ eines metallischen Leiters gleich $dV$, ist sein Querschnitt $dw$, seine specifische Leitungsfähigkeit $k$, so ist die in der Zeiteinheit durch den Querschnitt des Leiters geführte Elektritätsmenge, also die Stromintensität 1167

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XI, §. 1233 — 1250. 1838*.

$$i = - k d w \cdot \frac{dV}{dl},$$

wie es das Ohm'sche Gesetz ergiebt.

Da die Scheidungskraft $\frac{dV}{dl}$ an allen Stellen des Querschnittes des Leiters, also auf alle in ihm vorhandenen Elektricitätstheilchen gleich stark wirkt, so müssen sich in Folge dessen alle diese Theilchen im Strom bewegen; die im Leiter bewegte Elektricitätsmenge bleibt bei verschiedenen Scheidungskräften dieselbe, und nur ihre Geschwindigkeit ändert sich.

In metallischen Leitern hängt demnach zunächst die Quantität der in der Zeiteinheit durch den Querschnitt der Leiter geführten Elektricitäten von der Zeit ab, in der durch die elektrische Scheidungskraft die in den Molekülen mit einander verbundenen Elektricitäten in solchen Mengen geschieden werden, dass sie sich zwischen denselben ausgleichen. Sie ist also proportional der Scheidungskraft, oder der an den Enden des Längenelementes des Leiters wirkenden elektromotorischen Kraft. Ferner ist sie proportional dem Querschnitt des Leiters und endlich abhängig, einmal von der Verzögerung, welche die Scheidung in den Molekülen verschiedener Stoffe erleidet und sodann auch von der Grösse und dem Abstand der Moleküle, den die geschiedenen Elektricitäten bei ihrer Vereinigung mit denen der Nachbaratome zu durchlaufen haben. Diese Bedingungen, welche die Beobachtung nicht trennen kann, bestimmen den Widerstand $r$, den umgekehrten Werth der Leitungsfähigkeit $k$ des betrachteten metallischen Leiters.

Bei den Elektrolyten treten ähnliche Verhältnisse ein, nur dass die Ionen mit den Elektricitäten sich bewegen und so auch das Verhältniss der Massen der Ionen zu den Elektricitätsmengen, mit denen sie beladen sind, sowie die mechanischen Widerstände, die sich ihrer Bewegung entgegenstellen, für die Geschwindigkeit ihrer Bewegung in Betracht kommen.

Wir haben schon Thl. I, §. 430 angeführt, dass diese Betrachtung auf eine Schwierigkeit stösst, da, wenn die Elektricität zwischen den Molekülen der Metalle sich ausgleichen soll, stets ein bestimmtes endliches elektrisches Potential erforderlich wäre, um diese Ausgleichung zu bewirken, und wenn die Ionen der Elektrolyten mit einer endlichen Kraft an einander gebunden wären, ebenfalls eine endliche elektrische Potentialdifferenz nöthig wäre, um sie von einander zu reissen. Für beide Fälle könnte man die von Clausius aufgestellte, der neueren mechanischen Wärmetheorie entsprechende Annahme machen, dass die Moleküle der Metalle, sowie die Ionen der Moleküle der Elektrolyte in Oscillationen sich befinden, die durch den Strom gerichtet werden.

**1168** Die in dem Schliessungskreise eines Stromes an jeder Stelle thätige elektrische Scheidungskraft wirkt dauernd, ertheilt also den Elektricitäten oder bei den Elektrolyten den mit ihnen verbundenen Ionen

stets neue Anstösse, so dass sie sich mit zunehmender Geschwindigkeit bewegen müssten. Die Intensität des Stromes würde hierdurch zunehmen. Da dieselbe indess bald nach Schliessung der Leitung constant wird, so muss die Zunahme an lebendiger Kraft, welche die Elektricitäten auf diese Weise erhalten, auf irgend eine Weise compensirt werden. In der That setzt sich die lebendige Kraft der Elektricitätsbewegung im Schliessungskreise vollständig in mechanische Arbeit, wie z. B. in eine Bewegung der Moleküle selbst, in Wärme um, und es bedarf stets einer erneuten Wirkung der Scheidungskraft, um den Elektricitäten von Neuem Anstösse zu ertheilen. — Auf diese Weise kann die Geschwindigkeit der Elektricitätsbewegung, d. h. die Stromintensität, obgleich die elektromotorische Kraft dauernd wirkt, doch eine gewisse, dieser Kraft proportionale Grösse niemals überschreiten.

Nehmen wir an, dass der specifische Widerstand $W$ (für die Einheit 1169
der Länge und des Querschnittes), den der Strom in einem Schliessungskreise findet, einer Kraft entspricht, welche bei der Geschwindigkeit Eins der Elektricitäten sich der Bewegung derselben entgegenstellt, ähnlich wie die Reibung der Bewegung eines mechanisch bewegten Körpers, und dass analog mit letzterer der Gesammtwiderstand der Geschwindigkeit der Bewegung, also der Stromintensität $i$ proportional ist, so ist in den ersten Zeiten der Schliessung die Aenderung der Stromintensität durch die Gleichung $P \frac{di}{dt} = E - i W$ gegeben, die mit der Thl. II, §. 775 aufgestellten völlig identisch ist. Ist der Strom constant geworden, so wird die elektromotorische Kraft gerade durch den Reibungswiderstand compensirt, also $E - i W = 0$. Diese Formel stellt das Ohm'sche Gesetz dar. Man drückt das eben besprochene Verhältniss auch wohl aus, indem man sagt, die Elektricität besitze keine Trägheit.

Bei den Gasen würde eine Entladung mit Fortführung (Convection) der elektrisirten Theilchen verknüpft sein, die nachher ihre Bewegung völlig verlieren. Wir haben schon Thl. II, §. 1037 gesehen, dass die hierbei erzeugte Wärmemenge dem Potential der freien Elektricitäten auf einander vor der Entladung entspricht.

Der verhältnissmässig einfachen Annahme, dass an der einen oder 1170
anderen Stelle eines Leiters bei der Stromintensität Eins nur die Elektricitätsmenge + 1 im positiven, oder nur die Elektricitätsmenge — 1 im negativen Sinne sich bewege, steht eine zweite Hypothese gegenüber, deren sich namentlich W. Weber bedient, um mit Hülfe noch anderer, später zu erwähnenden Hypothesen die elektrodynamischen Erscheinungen zu begründen. Weber[1]) nimmt, nach dem Vorgang von Fechner[2]),

---

[1]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen. Thl. II, S. 304 u. flgde.* — [2]) Fechner, Pogg. Ann. Bd. LXIV, S. 337. 1845*.

zwei gleiche, aber neben einander im Schliessungskreise in entgegengesetzter Richtung fliessende Ströme von positiver und negativer Elektricität an, welche in Canälen strömen, die zwischen den ponderablen Molekülen der Körper in grösserer oder geringerer Weite liegen. Durch die beständig wirkende elektromotorische Kraft würden diese bewegten Elektricitäten immer grössere Geschwindigkeit erhalten, wenn sie auf ihren Wegen nicht eine Verzögerung erlitten. Diese Verzögerung sieht Weber in der Anziehung der entgegengesetzten elektrischen Massen. Er stellt sich dieselben gewissermaassen als aus einzelnen discreten Atomen bestehend vor, welche in gewissen Intervallen sich hinter einander fortbewegen. Kommt nun ein positiv und ein negativ elektrisches Atom bei ihrer entgegengesetzten Bewegung einander nahe, so ziehen sie sich an und beschreiben, ähnlich wie zwei gegen einander gravitirende Körper, um ein gemeinsames Centrum spiralförmige Curven, die durch die beständig in der ursprünglichen Bewegungsrichtung erfolgenden Anstösse durch die elektromotorische Kraft im Sinne jener Richtung immer mehr in die Länge gezogen werden. So kommen die elektrischen Theilchen in die Wirkungssphäre der folgenden Theilchen, rotiren nun wieder mit diesen um ein gemeinsames Centrum u. s. f. Würde die elektromotorische Kraft aufhören zu wirken, so behielten die elektrischen Atome, welche gerade einander nahe ständen, ihre Rotation um einander bei, und der galvanische Strom, welcher in einer Fortbewegung der elektrischen Atome bestände, hörte auf.

Wenn indess nach dieser Hypothese die elektrischen Atome $+ a_1$ und $- b_1$ sich zu einander mit einer gewissen Geschwindigkeit hinbewegen und nun um einander durch ihre Anziehung rotiren, so müssen sie durch die Anstösse der elektromotorischen Kraft eine viel grössere Geschwindigkeit im Sinne der ursprünglichen Bewegung erhalten, als vorher, um sich wiederum zu trennen. Sie liefen dann auf die Atome $- b_0$ und $+ a_2$ mit diesen neuen Geschwindigkeiten zu, rotirten um diese in weiteren Curven und würden wiederum eine grössere Geschwindigkeit in der ursprünglichen Bewegungsrichtung erhalten müssen, um sich von denselben zu trennen. Es wäre also stets fort noch eine Beschleunigung der Bewegung durch die permanent wirkende elektromotorische Kraft vorhanden, die nur dadurch compensirt werden könnte, dass diese Bewegung, wie bei der §. 1169 erwähnten Hypothese, sich in Wärmebewegung umsetzte.

Die Schwierigkeiten, auf welche man bei der Annahme eines Doppelstromes positiver und negativer Elektricität bei der Erklärung der elektrolytischen Vorgänge stösst, haben wir schon Bd. I, §. 426 erwähnt.

1171 Wenn auch nach der einen oder anderen Hypothese aus den bisher angenommenen Gesetzen über die Wirkung der Elektricitäten in die Ferne nach dem umgekehrten Quadrat der Entfernung und die daraus abgeleiteten Bewegungsgesetze derselben sich sowohl das Ohm'sche Ge-

setz, wie die elektrolytischen und thermischen Wirkungen der Ströme bis zu einem gewissen Grade ableiten lassen, so weit dies ohne eine nähere Kenntniss des eigentlichen Wesens der Elektricität selbst möglich ist, so genügen dieselben doch in keiner Weise zur Begründung der Fernewirkungen des Stromes, der elektrodynamischen und Inductionserscheinungen. Die elektrostatischen Ladungen auf der Oberfläche der vom Strom durchflossenen Leiter sind viel zu gering, als dass man jene Erscheinungen auf ihre gegenseitige Anziehung oder ihre vertheilende Wirkung zurückführen könnte.

Auch schon einer Begründung derselben durch die Wirkung der einzelnen Elemente der Stromesleiter und der in ihnen bewegten Elektricitäten auf einander stellt sich die besondere Schwierigkeit entgegen, dass die wirklichen Beobachtungen bisher nur an geschlossenen Stromkreisen angestellt werden konnten, und so alle Formeln für die Wechselwirkung der Elemente derselben, welche bei der Integration über die geschlossenen Kreise das gleiche, mit der Erfahrung übereinstimmende Resultate liefern, in denen also zu dem einfachsten Ausdruck event. noch Glieder hinzutreten, die bei jener Integration verschwinden, alle gleiche Berechtigung haben.

In der Elektrodynamik haben wir somit im Wesentlichen drei in §. 45, Bd. II zusammengestellte Formeln von Ampère, Grassmann und Hankel und F. E. Neumann für die Wechselwirkung der Stromeselemente:

$$W = \frac{i i_1\, ds\, ds_1}{r^2}\left(\cos\varepsilon - \frac{3}{2}\cos\vartheta\cos\vartheta_1\right)$$

$$W = \frac{1}{2}\,\frac{i i_1\, ds\, ds_1}{r^2}\,\sin\vartheta_1\cos\psi$$

$$W = -\frac{1}{2}\,\frac{i i_1\, ds\, ds_1}{r^2}\,\cos\varepsilon,$$

welche letztere Formel auch auf die Form

$$W = -\frac{1}{2}\,\frac{i i_1\, ds\, ds_1}{r^2}\,\cos\vartheta\cos\vartheta_1$$

gebracht werden kann (§. 48).

In diesen Formeln sind $\vartheta$ und $\vartheta_1$ die Winkel zwischen den von den Strömen $i$ und $i_1$ durchflossenen Elementen $ds$ und $ds_1$ und ihrer Verbindungslinie $r$, $\varepsilon$ ist der Winkel zwischen $ds$ und $ds_1$, $\psi$ der Winkel zwischen $ds$ und der durch $ds_1$ und der Mitte von $ds$ gelegten Ebene.

Bei der Induction ist die in zweien geschlossenen Leitern inducirte elektromotorische Kraft gleich der Aenderung des Potentials derselben auf einander bei ihrer Bewegung, resp. Aenderung ihrer Stromintensität.

In dem einfachsten Fall, in dem in einem geschlossenen ruhenden Leiter, dessen Elemente $ds$ sind, ein Strom von der Intensität $i$ entsteht, würde demnach die in jedem Element $ds_1$ eines zweiten geschlossenen ruhenden Leiters durch den Strom in jedem Element $ds$ inducirte elek-

tromotorische Kraft $E$, wenn wir auch hier die gesammte inducirende Wirkung der geschlossenen Kreise auf die Summe der Wechselwirkungen der Elemente übertragen wollen, sein

$$E = \frac{1}{2}\,\frac{i\,ds\,ds_1}{r}\cos\varepsilon$$

oder

$$E = \frac{1}{2}\,\frac{i\,ds\,ds_1}{r}\cos\vartheta\cos\vartheta_1.$$

Alle diese Formeln können wir mithin als empirische, der Erfahrung entnommene Formeln gelten lassen, indess nur insofern, als sie bei der Integration zum richtigen Resultat führen.

Ueber die eigentliche Wirkung der einzelnen Elemente auf einander und den in ihnen in den bewegten Elektricitäten sagen sie nichts Bestimmtes aus [1]).

1172 Um der Lösung dieser Frage näher zu kommen, hat Fechner mit Zugrundelegung der Hypothese des gleichzeitigen Doppelstromes von positiver und negativer Elektricität in der Stromesleitung sich besondere Vorstellungen über die Wirkungsart bewegter Elektricitäten gebildet, die von der der ruhenden Elektricitäten abweichen soll. Er nimmt an, dass gleichartige Elektricitäten einander anziehen, wenn sie in gleicher Richtung oder gegen denselben Punkt hin, einander abstossen, wenn sie in entgegengesetzter Richtung sich bewegen; dass umgekehrt ungleichartige

---

[1]) Eine allgemeinere Gestalt als die bisherige, ist der Wechselwirkung zweier Stromeselemente $ds$ und $ds_1$, welche mit der Verbindungslinie $r$ die Winkel $\vartheta$ und $\vartheta_1$, und unter einander den Winkel $\varepsilon$ bilden, von C. Neumann gegeben worden.

Es sei

$$\omega = -4A^2\left(\frac{d\psi}{dr}\right)^2$$

wo $\psi$ eine Function ist, die für beträchtliche Entfernungen $r$ gleich $\sqrt{r}$, womit also $\omega = -\frac{A^2}{r}$ wird, dann ist die „ponderomotorische" Wirkung des vom Strom $i_1$ durchflossenen Elementes $ds_1$, auf das vom Strom $i$ durchflossene Element $ds$

$$R = i\,i_1\,ds\,ds_1\left[\frac{2\omega}{r}(\cos\varepsilon - \cos\vartheta\cos\vartheta_1) + \frac{d\omega}{dr}\cos\vartheta\cos\vartheta_1\right],$$

welcher Werth für grosse Entfernungen $r$ mit der Formel von Ampère übereinstimmt.

Für die elektromotorische Inductionswirkung von $ds_1$ auf $ds$ findet Neumann die beiden Kräfte

$$E_r = ds_1\,\frac{\omega}{r}\,\frac{d(r\,i_1\cos\vartheta_1)}{dt}$$

$$E i_1 = -\,ds_1\,\frac{\omega i_1}{r}\,\frac{dr}{dt},$$

wo erstere Kraft in der Richtung der Verbindungslinie $r$ von $ds_1$ gegen $ds$ hin, letztere in der Richtung des Stromes $i_1$ wirkt.

Endlich ergiebt sich das elektrodynamische Potential beider Elemente auf einander (s. w. u.):

$$P = (+1)\,\Sigma\Sigma(i\,i_1\,ds\,ds_1\,\omega\cos\vartheta\cos\vartheta_1)\,^*).$$

*) C. Neumann, Die elektrischen Kräfte, Thl. I. p. 198. Leipzig 1873*. Das Werk ist während des Druckes erschienen; auch macht die sehr ausgedehnte Behandlung eine kurze Mittheilung des Ganges der Untersuchung unmöglich.

Elektricitäten sich anziehen, wenn sie in entgegengesetzter, dass sie sich abstossen, wenn sie in gleicher Richtung sich bewegen.

Von diesen Hypothesen ausgehend hat W. Weber[1]) zunächst das **elektrodynamische Grundgesetz** zu entwickeln versucht. 1173

Sind zwei ruhende elektrische Massen $e$ und $e_1$ gegeben, die in der Entfernung $r$ auf einander wirken, so ist ihre Anziehung oder Abstossung, je nachdem sie ungleichnamig oder gleichnamig sind, nach dem elektrostatischen Grundgesetz in mechanischen Einheiten:

$$A = \frac{e e_1}{r^2}.$$

Sind die Elektricitäten $e$ und $e_1$ gleichnamig, so ist die Kraft $A$ positiv, sie sucht die Entfernung der elektrisch geladenen Massen zu vergrössern. Befinden sich in zwei Elementen zweier galvanischer Ströme in gleichen Zeiten die Elektricitätsmengen $\pm e$ und $\pm e_1$ im Zustande der Ruhe, so setzt sich ihre Anziehung und Abstossung gegen einander nach obigem Gesetz aus vier Theilen zusammen, nämlich:

$$\frac{+e \cdot + e_1}{r^2} + \frac{-e \cdot - e_1}{r^2} + \frac{+e \cdot - e_1}{r^2} + \frac{-e \cdot + e_1}{r^2}.$$

Diese heben sich alle gegenseitig auf und es kann keine Wirkung stattfinden.

Da aber bei den elektrodynamischen Erscheinungen die elektrischen Massen stets in Bewegung sind, während sie auf einander einwirken, so wird, ausser der Annahme des elektrischen Doppelstromes noch die Hypothese gemacht, dass **ihre gegenseitige Anziehung auch noch von der relativen Geschwindigkeit und eventuell auch noch von der Beschleunigung ihrer Bewegung gegen einander auf ihren Bahnen abhängen könne.** Bezeichnet also $\frac{dr}{dt}$ und $\frac{d^2 r}{dt^2}$ die Geschwindigkeit und Beschleunigung der Elemente in der Richtung ihrer Verbindungslinie $r$ zur Zeit $t$, so ist die Wirkung $W$ der Elemente durch die Formel:

$$W = \frac{e e_1}{r^2}\left[1 + \alpha\left(\frac{dr}{dt}\right)^n + \beta\left(\frac{d^2 r}{d t^2}\right)^m\right] \quad \ldots \ldots \; 1)$$

darzustellen.

Im Falle die elektrischen Massen ruhen, ist $\frac{dr}{dt}$ und $\frac{d^2 r}{dt^2} = 0$; es tritt in diesem Falle das elektrostatische Gesetz in Gültigkeit.

In obiger Formel sind die Werthe $\alpha, \beta, n, m$ zu bestimmen, und es ist sodann zu untersuchen, ob dieselbe mit der von Ampère aufgestellten Formel in Uebereinstimmung ist.

---

[1]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen. Thl. I, S. 99. 1866*.

1174 Die Bestimmung der Werthe $\alpha, \beta, m, n$ geschieht durch Betrachtung besonderer Fälle.

1) Fliessen in zwei in einem Punkt $B$ zusammenlaufenden Leitern $AB$ und $A_1 B$ die galvanischen Ströme nach dem Kreuzungspunkt $B$ hin, so ist die Einwirkung beider Leiter dieselbe, mag in beiden die positive Elektricität gegen $B$ hin-, oder von $B$ fortfliessen. Im ersten Fall ist aber die relative Geschwindigkeit $\frac{dr}{dt}$ positiv, im zweiten negativ. — Es darf also die Aenderung des Vorzeichens von $\frac{dr}{dt}$ keinen Einfluss auf das Resultat haben; der Exponent $n$ muss mithin eine gerade Zahl sein. Die einfachste Annahme wäre $n = 2$; also ist:

$$W = \frac{ee_1}{r^2}\left[1 + \alpha\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \beta\left(\frac{d^2r}{dt^2}\right)^m\right] \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 2)$$

2) Zwei in einer Richtung liegende und auf einander folgende Elemente $ds$ und $ds_1$ der Leiter zweier galvanischer Ströme von der Intensität $i$ und $i_1$ stossen sich gegenseitig mit einer Kraft ab, welche durch den Werth:

$$A = \frac{i i_1\, ds\, ds_1}{2 r^2}$$

ausgedrückt wird (Thl. II, §. 22). — Gehen durch die Längeneinheiten der Leiter in jedem Moment die Elektricitätsmengen $\pm e$ und $\pm e_1$, so befinden sich in derselben Zeit in den Elementen $ds$ und $ds_1$ die Massen $\pm e\,ds$ und $\pm e_1\,ds_1$.

Es seien die Geschwindigkeiten der Elektricitäten in beiden Leitern $c$ und $c_1$. Da dieselben in jedem dieser Leiter ungeändert bleiben, indem wir den Querschnitt und den Stoff derselben als unveränderlich ansehen, so ist auch der Werth $\frac{dr}{dt}$ constant, also $\frac{d^2r}{dt^2} = 0$.

Bezeichnen wir also mit $W_{++}$, $W_{+-}$ u. s. f. die Anziehungen und Abstossungen der bewegten Elektricitäten $\pm e$ des Elementes $ds$ auf die bewegten Elektricitäten $\pm e_1$ des Elementes $ds_1$, so ist danach

| die relative Geschwindigkeit $\frac{dr}{dt}$ von | | die Wirkung |
|---|---|---|
| $+e$ und $+e_1$ | $c_1 - c$ | $W_{++} = \frac{ee_1}{r^2}[1 + \alpha(c_1 - c)^2 ds\, ds_1]$ |
| $-e$ „ $-e_1$ | $-(c_1 - c)$ | $W_{--} = \frac{ee_1}{r^2}[1 + \alpha(c_1 - c)^2 ds\, ds_1]$ |
| $-e$ „ $+e_1$ | $c + c_1$ | $W_{-+} = -\frac{ee_1}{r^2}[1 + \alpha(c + c_1)^2 ds\, ds_1]$ |
| $+e$ „ $-e_1$ | $-(c + c_1)$ | $W_{+-} = -\frac{ee_1}{r^2}[1 + \alpha(c + c_1)^2 ds\, ds_1]$ |

Die Gesammtwirkung ist die Summe dieser Kräfte, welche sich auf die Leiter selbst überträgt; sie ist gleich ihrer gegenseitigen Abstossung $A$. So ist:

$$A = \frac{i i_1 ds ds_1}{2 r^2} = -8 \frac{e e_1 ds ds_1 \alpha c c_1}{r^2}.$$

Die Intensität der Ströme ist aber proportional der in der Zeiteinheit durch den Querschnitt der Leiter strömenden Elektricität. Ist daher $a$ eine Constante, so ist:

$$i = a e c \qquad i_1 = a e_1 c_1.$$

Beim Einsetzen dieser Werthe in $A$ erhält man:

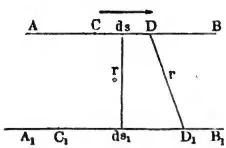
$$\alpha = \frac{a^2}{16}.$$

Wird dieser Werth für $\alpha$ in die Hauptformel eingeführt, so ergiebt sich:

$$W = \frac{e e_1}{r^2}\left[1 - \frac{a^2}{16}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \beta\left(\frac{d^2 r}{dt^2}\right)^m\right] \ldots \ldots \quad 3)$$

3) Die Anziehung der Elemente $ds$ und $ds_1$ zweier paralleler und gleichgerichteter Ströme, $AB$ und $A_1 B_1$ (Fig. 446), deren Verbindungslinie $r_0$ auf den Elementen selbst senkrecht steht, ist nach der Ampère'schen Formel (§. 22):

Fig. 446.




$$B = -\frac{i i_1 ds ds_1}{r_0^2}.$$

Will man dieselbe Anziehung von der Wechselwirkung der sich bewegenden elektrischen Massen ableiten, deren Geschwindigkeiten sich wie die Linien $C ds : C_1 ds_1$ verhalten, so ergiebt sich zunächst, dass die in $AB$ und $A_1 B_1$ fortschreitenden Elektricitätsmengen sich bei ihrer Bewegung von $A$ und $A_1$ aus bis zu den Elementen $ds$ und $ds_1$ beständig einander nähern; bei ihrem Weiterströmen nach $B$ und $B_1$ wieder von einander entfernen. Während also die relative Geschwindigkeit $\frac{dr}{dt}$ in der ersteren Zeit negativ war, ist sie in der zweiten positiv. In den Elementen $ds$ und $ds_1$ selbst ist daher $\frac{dr}{dt}$ Null. Es reducirt sich dann der Einfluss der Bewegung der Elektricitäten auf das ihre relative Beschleunigung $\frac{d^2 r}{dt^2}$ enthaltende Glied. Nehmen wir als einfachsten Fall an, der Exponent $m$ desselben sei gleich 1, so ist demnach die Wirkung:

$$W = \frac{e e_1 ds ds_1}{r^2}\left(1 + \beta \frac{d^2 r}{dt^2}\right).$$

Legen aber die in $ds$ und $ds_1$ befindlichen Massen in der Zeit $t$ die

Wege $Cds = ct$, und $C_1 ds_1 = c_1 t$ zurück, so ist nach dieser Zeit ihr Abstand $DD_1 = r$ gegeben durch die Gleichung:

$$r^2 = r_0^2 + (c - c_1)^2 t^2.$$

Der Werth $r$ ist variabel. Differenzirt man zweimal nach der Zeit $t$, so erhält man, da $c, c_1$ und $r_0$ constant sind:

$$r\,dr = (c - c_1)^2 t\,dt$$

$$r\frac{d^2 r}{dt^2} + \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = (c - c_1)^2.$$

Für den Augenblick, wo die elektrischen Massen sich in $ds$ und $ds_1$ befinden, ist $\frac{dr_0}{dt} = 0$, also

$$\frac{d^2 r_0}{dt^2} = \frac{(c - c_1)^2}{r}.$$

Führt man diesen Werth in die Formel $W$ ein und berücksichtigt, dass für die Bewegung der negativen elektrischen Massen die Werthe $c$ und $c_1$ gleichfalls negativ zu nehmen sind, so hat man:

$$W_{++} = \frac{ee_1\,ds\,ds_1}{r^2}\left(1 + \frac{\beta}{r}(c - c_1)^2\right),$$

$$W_{--} = \frac{ee_1\,ds\,ds_1}{r^2}\left(1 + \frac{\beta}{r}(c - c_1)^2\right),$$

$$W_{+-} = -\frac{ee_1\,ds\,ds_1}{r^2}\left(1 + \frac{\beta}{r}(c + c_1)^2\right),$$

$$W_{-+} = -\frac{ee_1\,ds\,ds_1}{r^2}\left(1 + \frac{\beta}{r}(c + c_1)^2\right).$$

Die Summe dieser Werthe entspricht der durch die Ampère'sche Formel gefundenen Anziehung. Es ist demnach, wenn wir in derselben $i = aec$, $i_1 = ae_1 c_1$ setzen,

$$-\frac{aec \cdot ae_1 c_1\,ds\,ds_1}{r^2} = -8\frac{ee_1\,ds\,ds_1}{r^2}\frac{\beta}{r} \cdot cc_1,$$

d. i.:

$$\beta = \frac{a^2}{8} r.$$

Wird dieser Werth in die Hauptformel eingeführt, so ist die Wirkung der in Bewegung befindlichen Massen $e$ und $e_1$ auf einander:

$$W = \frac{ee_1}{r^2}\left[1 - \frac{a^2}{16}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{a^2}{8} r \frac{d^2 r}{dt^2}\right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

1175 Dieses Gesetz muss sämmtliche, in dem Ampère'schen Gesetz dargestellten Anziehungs- und Abstossungserscheinungen in sich begreifen, wenn es als neues Grundgesetz der Einwirkung der elektrischen Massen

auf einander bestehen soll. Es muss also aus demselben die **Ampère**'sche Grundformel abgeleitet werden können. Dies soll im Folgenden geschehen.

Bewegen sich in den Elementen $ds$ und $ds_1$ zweier Leiter die elektrischen Massen $\pm\, e\,ds$ und $\pm\, e_1\,ds_1$, mit den Geschwindigkeiten $\frac{ds}{dt} = c$ und $\frac{ds_1}{dt} = c_1$, so ziehen sich die Elemente $ds$ und $ds_1$ an mit einer Kraft, die aus der Summe der Anziehungen und Abstossungen der in ihnen befindlichen Elektricitäten zusammengesetzt ist. Bezeichnen wir, ähnlich wie im vorigen Paragraphen, die Wirkungen von $+\,e\,ds$ auf $+\,e_1\,ds_1$ mit $W_{++}$, die von $-\,e\,ds$ auf $-\,e_1\,ds_1$ mit $W_{--}$, die von $+\,e\,ds$ auf $-\,e_1\,ds_1$ mit $W_{+-}$, die von $-\,e\,ds$ auf $+\,e_1\,ds_1$ mit $W_{-+}$, die betreffenden relativen Geschwindigkeiten $\frac{dr}{dt}$ und Beschleunigungen $\frac{d^2r}{dt^2}$ der elektrischen Massen gegen einander mit den entsprechenden Zeichen, so ist die Gesammtwirkung:

$$W_s = W_{++} + W_{--} + W_{+-} + W_{-+} =$$

$$\frac{e e_1\, ds\, ds_1}{16 r^2}\, a^2 \left[ - \left\{ \left(\frac{dr_{++}}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dr_{--}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{dr_{+-}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{dr_{-+}}{dt}\right)^2 \right\} \right.$$

$$\left. + \, 2r \left( \frac{d^2 r_{++}}{dt^2} + \frac{d^2 r_{--}}{dt^2} - \frac{d^2 r_{+-}}{dt^2} - \frac{d^2 r_{-+}}{dt^2} \right) \right]. \quad . \quad . \quad 1)$$

Nun ist $\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{ds} \cdot \frac{ds}{dt} + \frac{dr}{ds_1} \cdot \frac{ds_1}{dt}$.

Ersetzen wir hier die Werthe $\frac{ds}{dt}$ und $\frac{ds_1}{dt}$ durch die Werthe $\pm\, c$ und $\pm\, c_1$, je nachdem die Elektricitäten $\pm\, e$ und $\pm\, e_1$ sich nach der einen oder anderen Seite bewegen, so ist:

$$\frac{dr_{++}}{dt} = \left(c\frac{dr}{ds} + c_1\frac{dr}{ds_1}\right),$$

$$\frac{dr_{--}}{dt} = -\left(c\frac{dr}{ds} + c_1\frac{dr}{ds_1}\right),$$

$$\frac{dr_{+-}}{dt} = \left(c\frac{dr}{ds} - c_1\frac{dr}{ds_1}\right),$$

$$\frac{dr_{-+}}{dt} = -\left(c\frac{dr}{ds} - c_1\frac{dr}{ds_1}\right),$$

also die Summe, da $e e_1$ abwechselnd positiv und negativ ist:

$$e e_1 \left[ \left(\frac{dr_{++}}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dr_{--}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{dr_{+-}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{dr_{-+}}{dt}\right)^2 \right]$$

$$= 8 e e_1 c c_1 \frac{dr}{ds} \cdot \frac{dr}{ds_1}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

Ebenso ist aber auch:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{d^2 r}{ds^2}\left(\frac{ds}{dt}\right)^2 + 2\,\frac{d^2 r}{ds\,ds_1}\,\frac{ds}{dt}\,\frac{ds_1}{dt} + \frac{d^2 r}{ds_1^2}\left(\frac{ds_1}{dt}\right)^2.$$

Führen wir auch hier die Werthe $\frac{ds}{dt} = \pm c$, $\frac{ds_1}{dt} = \pm c_1$ ein, so ist:

$$\frac{d^2 r_{++}}{dt^2} = c^2\,\frac{d^2 r}{ds^2} + 2cc_1\,\frac{d^2 r}{ds\,ds_1} + c_1^2\,\frac{d^2 r}{ds_1^2},$$

$$\frac{d^2 r_{--}}{dt^2} = c^2\,\frac{d^2 r}{ds^2} + 2cc_1\,\frac{d^2 r}{ds\,ds_1} + c_1^2\,\frac{d^2 r}{ds_1^2},$$

$$\frac{d^2 r_{+-}}{dt^2} = c^2\,\frac{d^2 r}{ds^2} - 2cc_1\,\frac{d^2 r}{ds\,ds_1} + c_1^2\,\frac{d^2 r}{ds_1^2},$$

$$\frac{d^2 r_{-+}}{dt^2} = c^2\,\frac{d^2 r}{ds^2} - 2cc_1\,\frac{d^2 r}{ds\,ds_1} + c_1^2\,\frac{d^2 r}{ds_1^2},$$

also die Summe:

$$\frac{d^2 r_{++}}{dt^2} + \frac{d^2 r_{--}}{dt^2} - \frac{d^2 r_{+-}}{dt^2} - \frac{d^2 r_{-+}}{dt^2} = 8cc_1\,\frac{d^2 r}{ds\,ds_1} \quad . \quad . \quad 3)$$

Setzt man die Werthe der Formeln (2) und (3) in die Formel (1) für $W_s$ ein und berücksichtigt, dass die Grössen $aec = i$, $ae_1c_1 = i_1$ sind, so erhält man:

$$W_s = -\frac{i i_1\,ds\,ds_1}{r^2}\left(\frac{1}{2}\,\frac{dr}{ds}\,\frac{dr}{ds_1} - r\,\frac{d^2 r}{ds\,ds_1}\right).$$

Dies ist aber die Formel von Ampère, wie wir sie §. 21 unter 6 c. hingestellt haben. Es genügt also die Formel von Weber zur Begründung der in der Elektrodynamik behandelten Erscheinungen, zunächst soweit die Ampère'sche Formel selbst gültig ist, d. h. wenn die betrachteten Elemente zweien geschlossenen Strömen angehören, und man durch Integration über den Umkreis beider die Wirkungen derselben auf einander aus den Wirkungen der Elemente nach obiger Formel zusammensetzt.

1176 Setzen wir in der Weber'schen Formel die Beschleunigung zweier bewegter elektrischer Massen gegen einander gleich Null, wie z. B. bei der Wechselwirkung zweier, in derselben geraden Linie liegender Stromeselemente, so wird die Wirkung dieser Massen auf einander

$$W_1 = \frac{ee_1}{r^2}\left[1 - \frac{a^2}{16}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right].$$

Diese Wirkung ist Null, wenn

$$\frac{dr}{dt} = \frac{4}{a}.$$

Setzen wir $\frac{4}{a} = C$, so würde $C$ die Geschwindigkeit zweier

elektrischer Massen $e$ und $e_1$ gegen einander sein, bei welchen sie nicht mehr auf einander wirken.

Die Wirkung würde negativ, wenn

$$C = \frac{a^2}{16}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 > 1 \text{ oder } \frac{dr}{dt} > \frac{4}{a} = C$$

wäre, so dass bei einer bestimmten Geschwindigkeit der elektrischen Massen eine umgekehrte Wirkung, wie bei kleineren Geschwindigkeiten, eintreten könnte.

Ist die Geschwindigkeit der elektrischen Masse $e$ gleich $c$, so ist **1177**
die Intensität des durch ihre Bewegung erzeugten Stromes in mechanischem Maasse gleich $ec$; in elektrodynamischem Maasse wäre sie nach §. 1174 gleich $aec = \frac{4ec}{C}$. Da nun nach §. 1099 das Verhältniss der in (Weber'schem) mechanischem und elektrodynamischem Maasse gemessenen Stromintensität unter Annahme des Doppelstromes

$$\frac{I_{ew}}{I_d} = 155370 . 10^6 \sqrt{1/2}$$

ist, so ergiebt sich

$$C = 4\frac{I_{ew}}{I_d} = 439450 . 10^6 \text{ Millimeter.}$$

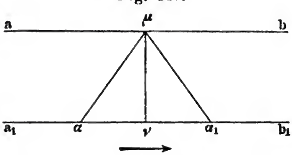
Damit also zwei elektrische Massen nicht auf einander wirken, müssten sie sich nach den Weber'schen Hypothesen mit der sehr grossen Geschwindigkeit von etwa 439 Millionen Metern (59320 geogr. Meilen) in der Secunde von einander fortbewegen.

Führen wir den Werth $C$ in die Formel von W. Weber ein, so ergiebt sich

$$W = \frac{ee_1}{r^2}\left[1 - \frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{2}{C^2}\, r\, \frac{d^2r}{dt^2}\right].$$

Von denselben Hypothesen ausgehend hat Fechner [1]) gezeigt, **1178**
dass man auch die Inductionserscheinungen theoretisch ableiten könne.

Fig. 447.




Um einen einfachen Fall zu betrachten, werde ein nicht vom Strome durchflossener, geradliniger Leiter $ab$, Fig. 447, einem ihm parallelen, in der Richtung $a_1 - b_1$ vom Strom durchflossenen Leiter $a_1 b_1$ genähert. Wir betrachten die Wirkung eines Elementes $\alpha$ des Leiters $a_1 b_1$ auf ein Element $\mu$ des Leiters $ab$. Es sei das von $\mu$ auf $a_1 b_1$ gefällte Loth $\mu\nu$; dann nähert sich die positive Elektrici-

[1]) Fechner, Pogg. Ann. Bd. LXIV, S. 337. 1846*.

tät in $\alpha$ in Folge des galvanischen Stromes in $a_1 b_1$ dem Punkte $\nu$; ebenso die positive Elektricität in $\mu$ demselben Punkte in Folge der dem Leiter $ab$ mechanisch ertheilten Bewegung. Beide ziehen daher einander in der Richtung der Linie $\alpha\mu$ an. Diese Anziehung kann man nach den Richtungen $\mu\nu$ und $\mu a$ zerlegen. In einem ebenso weit von $\nu$ auf der Seite von $b_1$ gelegenen Element $\alpha_1$ des Stromleiters $a_1 b_1$ entfernt sich dagegen die positive Elektricität von $\nu$, und sie übt daher in der Richtung $\mu\alpha_1$ eine Abstossung auf die positive Elektricität in $\mu$ aus, welche sich wiederum in eine Componente in der Richtung $\mu a$ und eine zweite in der Richtung $\mu\nu$ zerlegen lässt. Die beiden aus der Wirkung von $\alpha$ und $\alpha_1$ auf $\mu$ entstandenen Componenten in der Richtung $\mu\nu$ heben sich gerade auf; die in der Richtung $\mu a$ addiren sich, wodurch also eine Strömung von positiver Elektricität in der Richtung $\mu a$ bewirkt wird. Analog würde die negative Elektricität in $\mu$ nach $b$ hinbewegt. — Alle anderen Elemente von $a_1 b_1$ wirken ebenso wie $\alpha$ und $\alpha_1$ auf $\mu$ und die übrigen Elemente von $ab$, und so entsteht in $ab$ ein Inductionsstrom in der Richtung von $b$ nach $a$.

Analog liessen sich die übrigen Inductionserscheinungen erklären.

1179 Auf denselben Anschauungen beruht die von W. Weber [1]) auf strengere mathematische Principien begründete Ableitung des Inductionsgesetzes. Er geht dabei von seiner, die Wechselwirkung bewegter elektrischer Massen darstellenden Formel

$$W = \frac{e e_1 \, ds \, ds_1}{r^2}\left[1 - \frac{a^2}{16}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{a^2}{8}\, r\, \frac{d^2 r}{dt^2}\right]$$

aus.

Addirt man die Anziehungen und Abstossungen der in dem einen, als fest gedachten Leiter bewegten Elektricitäten auf die eine und andere der in dem anderen, beweglichen Leiter befindlichen Elektricitäten, so erhält man unmittelbar die auf den zweiten Leiter übertragene Anziehung, welche sich entsprechend den Formeln des §. 1175 gleich $W_{++} + W_{--} + W_{+-} + W_{-+}$ darstellt.

Untersucht man aber, wie stark durch jene Einwirkung die positive Elektricität des einen Leiters nach der einen, die negative Elektricität nach der entgegengesetzten Seite bewegt wird, wie gross also die Kraft ist, mit der die beiden Elektricitäten von einander geschieden werden, so muss man die Einwirkung auf die negativen elektrischen Massen von der auf die positiven Massen im zweiten Leiter subtrahiren.

Diese „Scheidungskraft“ ist dann:

$$D = W_{++} - W_{--} + W_{+-} - W_{-+}.$$

Dieselbe wirkt in der Verbindungslinie der betrachteten Stromelemente. Zerlegt man sie nach der Richtung des Stromelementes des zweiten Leiters, so giebt die dadurch erhaltene Kraft unmittelbar auch die

[1]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen Thl. I, S. 126. 1846*.

durch den ersten Leiter in dem zweiten erzeugte elektromotorische Kraft an, welche die Ursache des in demselben inducirten Stromes ist. Setzt man an Stelle der Grössen $W$ in dem Ausdruck $D$ die §. 1174 gefundenen Werthe, so folgt:

$$D = -\frac{e e_1\, ds\, ds_1}{16 r^2} a^2 \left\{\left[\left(\frac{d r_{++}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{d r_{--}}{dt}\right)^2 + \left(\frac{d r_{+-}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{d r_{-+}}{dt}\right)^2\right] - 2r\left(\frac{d^2 r_{++}}{dt^2} - \frac{d^2 r_{--}}{dt^2} + \frac{d^2 r_{+-}}{dt^2} - \frac{d^2 r_{-+}}{dt^2}\right)\right\}.$$

In diesem Ausdrucke sind in jedem besonderen Falle die entsprechenden Werthe $\frac{dr}{dt}$ und $\frac{d^2 r}{dt^2}$ einzusetzen, um die jedesmalige inducirte elektromotorische Kraft daraus zu berechnen.

Der allgemeinste Fall der Induction ist der, wo durch Bewegung 1180
eines von einem veränderlichen Strome von der Intensität $i$ durchflossenen Leiterelementes $ds$ oder $ACB$, Fig. 448, in einem stromlosen Leiter-

Fig. 448.

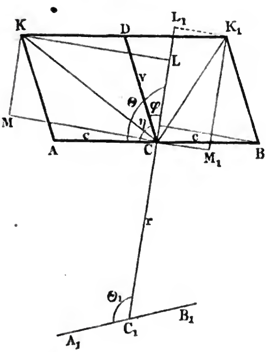
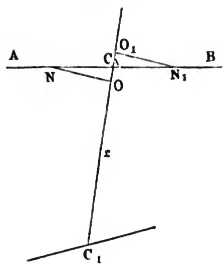



Fig. 449.




elemente $ds_1$ oder $A_1 C_1 B_1$, ein Strom inducirt wird. Ist letzteres ebenfalls bewegt, so können wir stets dem ganzen Raume eine entgegengesetzte Bewegung ertheilt denken, so dass $ds_1$ in Ruhe bleibt und nur $ds$ sich bewegt. Es sei dann die Geschwindigkeit seiner Bewegung in der Richtung $CD$ gleich $v = CD$. Der Abstand $CC_1$ sei gleich $r$. Ferner seien $AC = CB$ die Geschwindigkeiten $\pm c$ der positiven und negativen Elektricität in $ds$ am Anfange der Bewegung.

Die Diagonalen $CK$ und $CK_1$ der Parallelogramme $ACDK$ und $BCDK_1$ stellen die durch die Fortführung des Leiters und die Bewegung der Elektricitäten in demselben bedingten, resultirenden Be-

wegungen der Elektricitäten dar. Projicirt man $CK$ und $CK_1$ auf die Verbindungslinie $CC_1$ der Elemente, so stellen die Projectionen $CL$ und $CL_1$ die Geschwindigkeiten der positiven und negativen Elektricitätsmassen in der Richtung der Verbindungslinie $CC_1$ der Elemente dar. Es ist also

$$CL = \frac{dr_{++}}{dt} = \frac{dr_{+-}}{dt}, \quad CL_1 = \frac{dr_{--}}{dt} = \frac{dr_{-+}}{dt}.$$

Projicirt man ferner $CK$ und $CK_1$ auf eine Ebene, die durch $C$ senkrecht gegen $CC_1$ gelegt ist, so sind die Projectionen $CM$ und $CM_1$ die Tangentialgeschwindigkeiten der elektrischen Massen gegen den festen Punkt $C$ als Mittelpunkt. Die Normalaccelerationen $g$ derselben in der Richtung von $CC_1$ sind demnach:

$$g_{++} = g_{+-} = \frac{CM^2}{CC_1}, \quad g_{--} = g_{-+} = \frac{CM_1^2}{CC_1}.$$

Aendert sich auch noch während der Bewegung des Elementes $ACB$ die Intensität des Stromes in demselben, also die Geschwindigkeit $\pm c$ in dem Zeitelement $dt$ um $\pm dc$, welche auf der Linie $AB$ (Fig. 449 a. v. S.) durch die Längen $CN$ und $CN_1$ dargestellt ist, so sind die durch diese Geschwindigkeitsänderungen bewirkten Accelerationen $g'$ der elektrischen Massen in der Richtung $CC_1$ gleich den Projectionen $CO$ und $CO_1$ von $CN$ und $CN_1$ auf $CC_1$. Dann sind die Summen der Accelerationen

$$\frac{d^2 r_{++}}{dt^2} = \frac{d^2 r_{+-}}{dt^2} = \frac{CM^2}{CC_1} + CO$$

$$\frac{d^2 r_{--}}{dt^2} = \frac{d^2 r_{-+}}{dt^2} = \frac{CM_1^2}{CC_1} + CO_1.$$

Der Gesammtausdruck für die von den bewegten Elektricitäten ausgeübte Scheidungskraft $D$ wird demnach:

$$D = -\frac{a^2 e e_1 ds ds_1}{16 r^2}\left\{2(CL^2 - CL_1^2) - 4r\left(\frac{CM^2}{CC_1} + CO - \frac{CM_1^2}{CC_1} - CO_1\right)\right\} \quad 1)$$

In diese Formel sind die Werthe der einzelnen Linien einzusetzen.

Es bilde die Linie $CD$ der Fortbewegung des Elementes $ACB$ mit der Bewegungsrichtung der positiven elektrischen Masse in demselben den Winkel $ACD = \eta$; es sei der Winkel zwischen der Bewegungsrichtung $CA$ der positiven Elektricität im Element $ACB$ und der Richtung seiner Verbindungslinie $CC_1$ mit Element $A_1 C_1 B_1$, $\angle LCA = \Theta$, und der Winkel zwischen $CL_1$ und $CD$, $\angle DCL = \varphi$. Dann ist

$$CL = v\cos\varphi + c\cos\Theta; \quad CL_1 = v\cos\varphi - c\cos\Theta$$

$$CM^2 = CK^2 - CL^2 = v^2 + c^2 + 2cv\cos\eta - (v\cos\varphi + c\cos\Theta)^2$$

$$CM_1^2 = CK_1^2 - CL_1^2 = v^2 + c^2 - 2cv\cos\eta - (v\cos\varphi - c\cos\Theta)^2$$

$$CC_1 = r$$

$$CO = -CN\cos\Theta = -\frac{dc}{dt}\cos\Theta; \quad CO_1 = -CN_1\cos\Theta = +\frac{dc}{dt}\cos\Theta.$$

Beim Einsetzen dieser Werthe in die Gleichung $D$ erhält man:

$$D = a^2 \frac{e e_1 ds ds_1}{r^2} \left\{ \left( \cos\eta - \frac{3}{2} \cos\Theta \cos\varphi \right) cv + \frac{1}{2} r \frac{dc}{dt} \cos\Theta \right\} \quad . \quad . \quad 2)$$

Dieser Ausdruck giebt die Scheidungskraft, mit welcher die positive Elektricität des Elementes $A_1 B_1$ in der Richtung von $C$ nach $C_1$, die negative von $C_1$ nach $C$ getrieben wird. Bildet dasselbe mit der Verbindungslinie den Winkel $\Theta_1$, so muss der Ausdruck, um die eigentliche inducirte elektromotorische Kraft zu erhalten, mit $-\cos\Theta_1$ multiplicirt werden. Setzt man dann noch statt des Werthes $aec$ den Werth der Stromintensität $i$ im Elemente $ACB$, so ist $ae \frac{dc}{dt} = \frac{di}{dt}$, und die nun in der Richtung von $A_1 C_1 B_1$ inducirte elektromotorische Kraft:

$$E ds_1 = -a \frac{e_1 ds ds_1}{r^2} \left\{ \left( \cos\eta - \frac{3}{2} \cos\Theta \cos\varphi \right) iv + \frac{1}{2} r \frac{di}{dt} \cos\Theta \right\} \cos\Theta_1 \quad 3)$$

Bezeichnet man als elektromotorische Kraft nicht die auf die Elektricitätsmenge $e_1$ wirkende bewegende, sondern die beschleunigende Kraft, welche also auf die Einheit der Elektricitätsmenge in jeder Längeneinheit von $A_1 C_1 B_1$ wirkt, so ist der Ausdruck durch $e_1$ zu dividiren.

Aendert sich z. B. die Stromintensität während der Bewegung des Elementes $ACB$ nicht, so ist diese letztere elektromotorische Kraft

$$E_1 ds_1 = - \frac{aids ds_1}{r^2} \left( \cos\eta - \frac{3}{2} \cos\Theta \cos\varphi \right) v \,.\, \cos\Theta_1 \quad . \quad . \quad 4)$$

In obigen Formeln ist die Stromintensität $i$ in elektrodynamischem Maass gemessen. Soll sie in (Weber'schem) mechanischem Maass ($i_{ew}$) gemessen werden, so ist nach §. 1099 $i = \frac{4}{C} i_{ew}$ zu setzen. Führt man ferner an Stelle des Werthes $a$ den Werth $C = \frac{4}{a}$ ein, so erhält man die bei Aenderung der Stromintensität und Bewegung des Leiterelementes $ds$ in $ds_1$ auftretende elektromotorische Scheidungskraft nach der Richtung des Elementes $ds_1$ in mechanischem (Weber'schem) Maass und für die Einheit der Elektricitätsmenge 1181

$$D = - \frac{16}{C^2} \frac{ds ds_1}{r^2} \left\{ \left( \cos\eta - \frac{3}{2} \cos\Theta \cos\varphi \right) i_{ew} v + \frac{1}{2} r \frac{di_{ew}}{dt} \cos\Theta \right\} \cos\Theta_1 \quad 1)$$

Aendert sich nur die Stromintensität, so wird dieselbe

$$D_i = - \frac{8}{C^2} \frac{ds ds_1}{r} \frac{di_{ew}}{dt} \cos\Theta \cos\Theta_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

Aendert sich nur die Lage des Elementes, so ist sie

$$D_l = - \frac{16}{C^2} \frac{ds ds_1}{r^2} \left( \cos\eta - \frac{3}{2} \cos\Theta \cos\varphi \right) i_{ew} v \,.\, \cos\Theta_1 \quad . \quad . \quad 3)$$

Betrachtet man nur die die Einheit der Elektricität beschleunigende Kraft, so sind diese Ausdrücke mit $ds_1$ zu dividiren.

1182 Die elektrodynamische Wechselwirkung zwischen einem im Punkt $C_1$ befindlichen Elemente $ds_1$, welches mit der Richtung der Bewegung des Elementes $ds$ zusammenfiele und vom Strom Eins durchflossen wäre, so dass $\varphi = \Theta$ wäre, und dem Elemente $ds$, dieses von einem Strom von der Intensität $i$ durchflossen gedacht, würde dargestellt werden durch den Werth:

$$A = -\frac{i\,ds\,ds_1}{r^2}\left(\cos\eta - \frac{3}{2}\cos\Theta\cos\Theta_1\right).$$

Würde man diesen Werth nach der Richtung des inducirten Elementes $A_1\,C_1\,B_1$ zerlegen, also mit $\cos\Theta_1$ multipliciren und dann noch mit $av$ multipliciren, so wäre die nach der Formel (4) des Paragraphen 1180 in $ds_1$ inducirte elektromotorische Kraft:

$$D_t = -A\,av\cos\Theta_1 = -Bav.$$

Nach dem Gesetze von Lenz und F. E. Neumann wäre dieselbe:

$$E_1\,ds_1 = -Kav,$$

wo $K = A\cos\Theta$ die nach der Bewegungsrichtung zerlegte elektrodynamische Wirkung von $ds$ auf $ds_1$ ist.

Das Gesetz von Neumann stimmt also mit der Formel von Weber für die Inductionswirkungen zwischen einzelnen Elementen nicht überein.

Dagegen tritt diese Uebereinstimmung vollständig ein, wenn, wie es auch Neumann stets angenommen hat, die Induction in einem Leiterelement durch einen geschlossenen Strom geschieht.

Wir wollen uns zum Beweise hierfür statt der Bewegung der vom Strome durchflossenen Elemente die entgegengesetzte Bewegung des inducirten Elementes denken.

Es soll das inducirte Element $ds_1$ im Coordinatenanfangspunkte liegen. Wir wollen uns zuerst die Coordinatenaxen so gelegt denken, dass die Bewegungsrichtung des Elementes mit der $X$-Axe zusammenfalle, die $Y$-Axe aber auf der Bewegungsrichtung und dem Element senkrecht stehe, welches mit der $X$- und $Z$-Axe die Winkel $\lambda$ und $\nu$ bilde; dann ist die in der Bewegungsrichtung wirkende Componente des inducirenden geschlossenen Stromes, dessen Elemente die Coordinaten $xyz$ haben, auf das inducirte Element, letzteres vom Strom Eins durchflossen gedacht, nach §. 24 Gl. 6:

$$K = X = -\frac{1}{2}\,i\,ds_1\cos\nu\int\frac{z\,dx - x\,dz}{r^3}.$$

Wir wollen uns zweitens ein vom Strome Eins durchflossenes und dem inducirten Element gleiches Element $ds_2$ am Anfangspunkt der Coordinaten in der Bewegungsrichtung jenes Elementes denken. Wir legen die Coordinatenaxen jetzt so, dass die $X$-Axe mit dem inducirten Ele-

ment $ds_1$ selbst zusammenfalle, die $Y$-Axe aber, wie oben, auf demselben und der Bewegungsrichtung senkrecht stehe. Sind dann die Winkel zwischen dem Elemente $ds_2$ und der $X$- und $Z$-Axe gleich $\alpha$ und $\gamma$, so ist die nach der Richtung der $X$-Axe oder des Elementes $ds_1$ zerlegte elektrodynamische Wirkung des geschlossenen Stromes auf das Element $ds_2$:

$$B = X_1 = -\frac{1}{2}\, i\, ds_2 \cos\gamma \int \frac{z\,dx - x\,dz}{r^3}.$$

Da beiden Coordinatensystemen die $Y$-Axe gemeinschaftlich ist, so ist $\cos\nu = \cos\gamma$. Der Ausdruck $\frac{z\,dx - x\,dz}{2}$ ist aber auch in beiden Fällen derselbe, da er stets die Projection desjenigen Dreiecks auf die beide Male gleich liegende $XZ$-Ebene darstellt, dessen Gipfelpunkt der Coordinatenanfangspunkt, dessen Basis ein Stromelement des geschlossenen Stromes ist.

In diesem Falle sind also die Werthe $B$ und $K$ identisch.

Denkt man sich das inducirte Element $ds_1$ gegen das inducirende in 1183
der Richtung $r$ selbst bewegt, so ist in diesem Falle in der Formel für die Inductionswirkung $\eta = \Theta$, $\varphi = 0$, $v = -\frac{dr}{dt}$, also die während der Bewegung des Elementes von der Unendlichkeit bis zum Abstande $r$ inducirte elektromotorische Kraft (vgl. §. 1180 Gl. 4)

$$E_a\, ds_1 = \frac{a\, i\, ds\, ds_1}{2} \cos\Theta \cos\Theta_1 \int_{\infty}^{r} \frac{dr}{r^2} = -\frac{a\, i\, ds\, ds_1}{2r} \cos\Theta \cos\Theta_1$$
$$= -\frac{8\, i_{ew}\, ds\, ds_1}{C^2 r} \cos\Theta \cos\Theta_1.$$

Dies ist aber dieselbe elektromotorische Kraft, welche man erhalten hätte, wenn der Strom von der Intensität $i$ in dem inducirenden Elemente $ds$ entstanden wäre, während dasselbe im Abstand $r$ von dem inducirten Elemente ruhte, so dass auch hier dieselbe Beziehung sich ergiebt, wie bei den Untersuchungen von Neumann.

Entsprechend den sonst für geschlossene Kreise gültigen Definitionen kann man den Werth $E_a$ als das elektrodynamische Potential der Stromelemente $ds$ und $ds_1$ auf einander bezeichnen.

Sehr vollständig ist die Identität des Weber'schen und F. E. Neu- 1184
mann'schen Principes für die Induction eines Stromes in einem Elemente $ds_1$ durch einen geschlossenen Stromleiter, dessen Element $ds$ ist, von Schering[1]) bewiesen worden. Führt man nämlich in der Formel $D$, §. 1180, die durch die Ortsveränderung der Elemente $ds$ und $ds_1$ bedingte Ge-

---

[1]) E. Schering, Zur mathematischen Theorie elektrischer Ströme. Göttingen 1857*; Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 266. 1858*.

schwindigkeit derselben $\frac{dw}{dt}$ und $\frac{dw_1}{dt}$ ein [1]), und multiplicirt mit $\frac{dr}{ds}$, d. h. mit dem Cosinus des Winkels zwischen $r$ und $ds$, so erhält man die durch ein Element $ds$ in dem Elemente $ds_1$ in seiner Richtung inducirte elektromotorische Kraft:

$$E = \frac{a^2 e e_1 ds ds_1}{r^2} \left\{ \begin{array}{l} - \frac{1}{r^2} \frac{dr}{ds} \frac{dr}{ds_1} \frac{ds}{dt} \left( \frac{dr}{dw} \frac{dw}{dt} + \frac{dr}{dw_1} \frac{dw_1}{dt} \right) \\ + \frac{2}{r} \frac{dr}{ds_1} \frac{ds}{dt} \left( \frac{d^2 r}{ds\, dw} \frac{dw}{dt} + \frac{d^2 r}{ds\, dw_1} \frac{dw_1}{dt} \right) \\ + \frac{1}{r} \frac{dr}{ds} \frac{dr}{ds_1} \frac{d^2 s}{dt^2} \end{array} \right\}$$

Durch eine Transformation dieses Ausdruckes erhält Schering die von dem ganzen Leiter $s$ auf den Leiter $s_1$ ausgeübte elektromotorische Kraft bei der Integration nach $ds$ und $ds_1$:

$$E = a \frac{dP}{dt}, \quad \text{wo } P = \int \frac{d(r\,dr)}{ds\, ds_1} \frac{i\, ds\, ds_1}{r}.$$

In ganz gleicher Weise erhält man die Componenten der elektrodynamischen Wirkung zweier geschlossener Curven, die von den Strömen $i$ und Eins durchflossen, deren Elemente $ds$ und $ds_1$ sind, nach den drei Axen gleich $\frac{dQ}{dx}$, $\frac{dQ}{dy}$, $\frac{dQ}{dz}$, wenn wiederum

$$Q = \int \frac{d(r\,dr)}{ds\, ds_1} \frac{i\, ds\, ds_1}{r}$$

ist. $Q$ ist mithin das Potential des Stromes $s$ auf den Strom $s_1$. Es ist also, wenn der inducirende Leiter die Zeit $t_1 - t_0$ hindurch bewegt wird, die ganze inducirte elektromotorische Kraft:

$$\int_{t_0}^{t_1} E\, dt = a \int_{t_0}^{t_1} \frac{dP}{dt}\, dt = a \int_{t_0}^{t_1} \frac{dQ}{dt}\, dt = a\,(Q_1 - Q_0).$$

Dies ist der Satz von F. E. Neumann, der sich also direct für die inducirende Wirkung geschlossener Leiter aus dem Weber'schen Grundgesetze ableitet.

In Betreff der weiteren Ausführung der Rechnungen von Schering müssen wir auf dessen Originalabhandlung verweisen.

1185 Wollte man indess das Weber'sche Grundgesetz ohne Weiteres auch auf die Inductionserscheinungen bei der Anwesenheit von Gleitstellen anwenden, so erhielte man Resultate, welche nicht, wie das Gesetz von

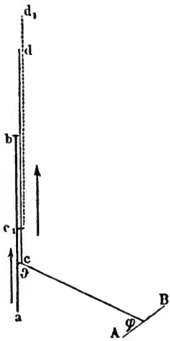
---

[1]) Es ist nämlich: $\frac{dr}{dt} = \pm \frac{dr}{ds}\frac{ds}{dt} \pm \frac{dr}{ds_1}\frac{ds_1}{dt} \pm \left[\frac{dr}{dw}\frac{dw}{dt} + \frac{dr}{dw_1}\frac{dw_1}{dt}\right]$, wo die Vorzeichen $\pm$ zu nehmen sind, je nachdem die wirkenden Elektricitäten sich in gleichen oder entgegengesetzten Richtungen bewegen. Aus diesen Ausdrücken entwickeln sich dann die zweiten Differentiale.

F. E. Neumann, mit der Erfahrung übereinstimmen. Man muss nämlich in diesem Falle noch darauf Rücksicht nehmen, dass an einer Gleitstelle sich die Geschwindigkeit der bewegten Elektricitäten plötzlich ändert, und dadurch ein neuer Grund zur Induction gegeben ist [1]).

Es sei $AB$, Fig. 450, das ruhende inducirte Element. Der Drath $ab$ sei bei $a$ mit dem einen Pol einer Säule verbunden. Ueber denselben gleite der Drath $cd$ hin, dessen Ende $d$ mit dem anderen Pole der Säule verbunden ist. Die Gleitstelle, in der sich beide Dräthe berühren, sei $c$. Die Geschwindigkeit der Bewegung von $cd$ in der Richtung von $ab$ sei gleich $v$. Die Verbindungslinie der Gleitstelle $c$ mit dem inducirten Elemente mache mit der Bewegungsrichtung der Elektricität in dem an der Gleitstelle liegenden Element von $ab$ den Winkel $\vartheta$, mit $AB$ den Winkel $\varphi$. Wir werden annehmen können, dass der Uebergang der Elektricität von $ab$ in das zunächst liegende Element von $cd$ in der Richtung von $ac$ selbst erfolgt. Dann findet in diesem Elemente in Folge seiner Bewegung eine Aenderung der Geschwindigkeit der Elektricitäten statt, die mit $\pm v$ bezeichnet werden kann.

Fig. 450.




Wenn wir daher auf den vorliegenden Fall die Betrachtungen des §. 1180 anwenden wollen, so haben wir nur diese Geschwindigkeitsänderung $\pm v$ zu berücksichtigen (welche durch die Linien $CN$ und $CN_1$, Fig. 449, dargestellt wird), nicht aber die eigentliche translatorische Bewegung des Leiters $cd$. In der Formel 2, §. 1180, fällt mithin das erste Glied fort, und für den Werth $\frac{dc}{dt}$ in derselben tritt der Werth $v$ ein. Ist die Geschwindigkeit der Elektricität in der ruhenden Leitung $ab$ gleich $c$, so wird in das gleitende Element in der Zeit $dt$ die Elektricitätsmenge $ecdt$ eintreten. Diese muss dann in der Formel statt $eds$ gesetzt werden. Setzen wir noch $aec = i$, gleich der Intensität des inducirenden Stromes, so erhalten wir den durch die Geschwindigkeitsänderung an der Gleitstelle bedingten Antheil der in der Richtung von $AB$ inducirten elektromotorischen Kraft:

$$-\frac{a}{2r}\, i\, v\, ds_1\, dt \cos\Theta \cos\Theta_1.$$

Ausserdem tritt aber bei der Bewegung des gleitenden Leiters aus der Lage $cd$ in die Lage $c_1 d_1$ auch das Element $cc_1$ in den früheren Stromkreis ein. Die Länge dieses Elementes ist $vdt$, in welcher gleich-

[1]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen Thl. II, S. 323*.

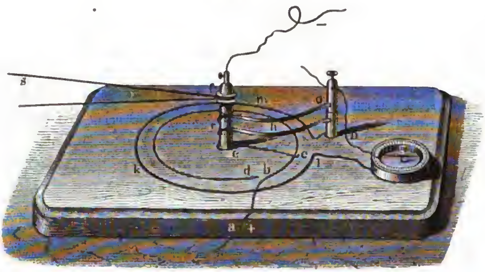
zeitig die Stromintensität von 0 bis $i$ ansteigt, so dass die durch dasselbe in dem Elemente $ds_1$ inducirte elektromotorische Kraft gleichfalls ist

$$- \frac{a}{2r}\, i\, ds_1\, v\, dt \cos\Theta \cos\Theta_1 .$$

Die elektromotorische Kraft, welche durch das an der Gleitstelle eintretende Element sowohl in Folge der Geschwindigkeitsänderung der Elektricitäten als auch in Folge des Eintritts neuer Stromelemente in den inducirenden Kreis inducirt wird, ist also gerade doppelt so gross, wie die durch letztere Ursache allein inducirte elektromotorische Kraft.

Wendet man diese Angaben auf den Versuch des §. 720 (vgl. Fig. 451) an, so erhält man, nach Weber [1]), wenn der Radius des inducirenden

Fig. 451.



Kreises $R$ ist, die Intensität des inducirten Stromes bei einmaliger Umdrehung des beweglichen radialen Leiterstückes:

1. die durch das letztere inducirte elektromotorische Kraft : $a i \pi^2 R$
2. die durch den Eintritt neuer Stromelemente in den inducirenden Kreis inducirte Kraft, in welchen die Stromintensität von 0 bis $i$ zunimmt . . . . . . . . . . . . . . . $- a i \pi^2 R$
3. die durch die Geschwindigkeitsänderung der Elektricitäten an der Gleitstelle des beweglichen radialen und ruhenden kreisförmigen Leiters des inducirenden Stromes inducirte Kraft, welche der ad 2 erhaltenen gleich ist . . . . . . $- a i \pi^2 R$

Zusammen erhält man also die elektromotorische Kraft . . $- a i \pi^2 R$

Es ist ersichtlich, dass, wenn die Wirkung an der Gleitstelle nicht vorhanden wäre, überhaupt keine inducirte elektromotorische Kraft bei einmaliger Umdrehung des Radius auftreten würde, indem sich die ad 1 und 2 erwähnten Wirkungen gerade aufheben.

Ganz dieselben Resultate würden wir aus dem Gesetz von Neumann erhalten, wenn wir berücksichtigen, dass sich der inducirende Kreis bei

[1]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen S. 375*.

einmaligem Umschwung des Radius gerade um seine ganze Peripherie vermehrt hat [1]).

Von den Vorstellungen Weber's ausgehend, hat Kirchhoff [2]) die Aufgabe behandelt, die Elektricitätsbewegung in Körpern unter Berücksichtigung der Inductionswirkungen zu bestimmen. Wir müssen uns begnügen, nur den Gang der Ableitung anzugeben. Dieselbe beruht nach Helmholtz [3]) nur auf den schon von W. Weber gemachten Voraussetzungen, 1) dass sich im Strom stets gleiche Quanta positiver und negativer Elektricität gleich schnell in entgegengesetzter Richtung bewegen oder die absolute Menge beider elektrischer Fluida an jeder Stelle des Leiters constant ist, resp. alle Anziehungskräfte, die gleichzeitig die positive und negative Elektricität im Leiter betreffen, den Leiter selbst bewegen, da sie nicht beide in gleicher Richtung im Leiter sich fortbewegen können; 2) dass die im Leiter continuirlich verbreiteten Elektricitäten Geschwindigkeiten haben, die continuirliche Functionen der Coordinaten sind; 3) dass das Ohm'sche Gesetz richtig sei, so dass also die Gegenkraft des Leitungswiderstandes in jedem Moment gerade der elektromotorischen Kraft gleich ist, d. h. die Elektricität keine Trägheit besitzt. — Kirchhoff misst alle Grössen in (Weber'schen) mechanischen Maassen. 1186

Die Ursache der Elektricitätsbewegung in einem Punkt $xyz$ eines Körpers kann eine doppelte sein, einmal die Wirkung der in dem Körper verbreiteten freien Elektricitäten, sodann die Induction, wenn sich die Stromintensität an irgend einer Stelle desselben ändert.

Die Kräfte, mit welchen die im Körper verbreiteten freien Elektricitäten auf die positive und die negative Elektricität im Punkt $xyz$ wirken, sind gleich und entgegengesetzt. Ihre Differenz entspricht mithin der durch erstere auf jenen Punkt ausgeübten elektromotorischen Kraft. Bezeichnet man mithin die Potentialfunction der freien Elektricitäten auf die (positive) elektrische Masseneinheit mit $\Omega$, so sind die durch jene Kräfte erzeugten Componenten der elektrischen Scheidungskraft nach den drei Axen

$$-2\frac{d\Omega}{dx}, -2\frac{d\Omega}{dy}, -2\frac{d\Omega}{dz} \quad \ldots \ldots \quad 1)$$

[1]) Ein weiterer Nachweis der Uebereinstimmung des Weber'schen und Neumann'schen Gesetzes bei Gegenwart von Gleitstellen, auch wenn an denselben scharfe Winkel vorkommen und die Unterlage sich bewegt, ist von Most (Pogg. Ann. Bd. CXXII, S. 79. 1864*) gegeben worden. Derselbe betrachtet ausserdem die Vernachlässigung eines in den Ausdrücken von Weber vorkommenden, mit $c\tau$ (Product der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektricität mit der Zeit, in der die Geschwindigkeitsänderung an der Gleitstelle stattfindet) multiplicirten Gliedes und hält dieselbe für unstatthaft, da $c$ gross sei, wenn auch $\tau$ sehr (unendlich ?) klein ist. Beschreiben die Gleitstellen geschlossene Bahnen, so fällt ohnehin jenes Glied fort (vergl. indess Jochmann, Fortschritte der Phys. 1864, S. 532*).

[2]) Kirchhoff, Pogg. Ann. Bd. C, S. 193; Bd. CII, S. 529 1857*. — [3]) Helmholtz, Journ. f. reine und angew. Math. Bd. LXXV, S. 55. 1872*; entgegen C. Neumann, der darin neue Voraussetzungen fand.

Aendert sich ferner in einem linearen Leiterelement $ds'$ des Körpers die Stromintensität $i'$ in der Zeit $dt$ um $di'$, so ist die durch die Induction in einem im Abstand $r$ von $ds'$ gelegenen Element $ds$ entwickelte elektromotorische Kraft in mechanischem Maasse nach Weber (§. 1181 Gl. 2) gleich $-\frac{8}{C^2}\frac{di'}{dt}\frac{ds'}{r}.\cos(r,ds).\cos(r,ds')$. Das im Punkt $x'y'z'$ gelegene, von $xyz$ um $r$ entfernte Element sei von einem Strom durchflossen, dessen Componenten in der Richtung der drei Axen die Dichtigkeiten $u', v', w'$ haben. Dann sind die in denselben Richtungen in der Zeit $dt$ durch das Element gehenden, also den Stromintensitäten $i'$ in demselben entsprechenden Elektricitätsmengen $u'dy'dz'dt, v'dx'dz'dt, w'dx'dy'dt$. Aendern sich die Dichtigkeiten in der Zeit $dt$ um $\frac{du'}{dt}dt\ldots$, und führt man in die Formel von Weber die entsprechenden Werthe für $\frac{di'}{dt}$ ein, so kann man die nach den drei Axen wirkenden Componenten der in $xyz$ inducirten elektromotorischen Kraft erhalten. Setzt man nämlich

$$U=\int\int\int\left(\frac{x-x'}{r^3}\right)A\,dm,\quad V=\int\int\int\left(\frac{y-y'}{r^3}\right)A\,dm,$$
$$W=\int\int\int\left(\frac{z-z'}{r^3}\right)A\,dm \quad .\ .\ .\ .\ .\ \quad 2)$$

welche Werthe die Componenten des elektrodynamischen Potentials darstellen, wo $A = u'(x-x') + v'(y-y') + w'(z-z')$ und $dm = dx'dy'dz'$ ist, so erhält man diese Componenten gleich

$$-\frac{8}{C^2}\frac{dU}{dt},\quad -\frac{8}{C^2}\frac{dV}{dt},\quad -\frac{8}{C^2}\frac{dW}{dt} \quad .\ .\ .\ .\ \quad 2\text{a})$$

Ist also $k$ die Leitungsfähigkeit des Körpers, so sind die Componenten $u, v, w$ der Dichtigkeit des Stromes in Punkt $xyz$:

$$u = -2k\left(\frac{d\Omega}{dx}+\frac{4}{C^2}\frac{dU}{dt}\right);\quad v = -2k\left(\frac{d\Omega}{dy}+\frac{4}{C^2}\frac{dV}{dt}\right);$$
$$w = -2k\left(\frac{d\Omega}{dz}+\frac{4}{C^2}\frac{dW}{dt}\right) \quad .\ .\ .\ .\ .\ .\ \quad 3)$$

Wir können nicht annehmen, wie dies auch die folgende Betrachtung ergiebt, dass die freien Elektricitäten während des variabeln Zustandes nur auf der Oberfläche des Leiters angehäuft sind; dies ist nur bei dem stationären Zustande der Fall. Bezeichnen wir also die freie Elektricität in der Raumeinheit im Punkt $x'y'z'$ im Innern des Leiters mit $\varepsilon'$ und auf der Einheit der Oberfläche mit $e'$, so ist

$$\Omega = \int\int\int\frac{dx'dy'dz'}{r}\varepsilon' + \int\int\frac{d^2S}{r}e' \quad .\ .\ .\ \quad 4)$$

wo das erste Integral über den ganzen Raum, das zweite über alle Oberflächenelemente $d^2 S$ des Körpers ausgedehnt ist.

Wird die Aenderung der freien Elektricität $\varepsilon'$ im Punkt $x'y'z'$ von den Aenderungen der Stromesdichtigkeiten daselbst und der Zeit abhängig gemacht, so ergiebt sich für einen Punkt im Innern des Körpers die Gleichung:

$$\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = -\frac{1}{2}\frac{d\varepsilon}{dt} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 5)$$

welche analog wie die entsprechende Gleichung in der Hydrodynamik sich entwickeln lässt.

Enthält nämlich das Element $dx\,dy\,dz$ die freie Elektricität $e\,dx\,dy\,dz$, und ändert sich dieselbe in der Zeit $dt$ um $dx\,dy\,dz\,\frac{de}{dt}\,dt$, so ist diese Aenderung gleich der Summe der Unterschiede der in das Element eintretenden und austretenden positiven und (in entgegengesetzter Richtung fliessenden) negativen Elektricität, d. h. gleich $2\left(\frac{du}{dx}\,dx\,.\,dy\,dz + \frac{du}{dy}\,dy\,.\,dx\,dz + \frac{du}{dz}\,dz\,.\,dx\,dy\right)dt$, woraus die Gleichung folgt. Analog ergiebt sich für einen Punkt der Oberfläche, an dem die Elektricitätsmenge auf der Flächeneinheit gleich $e$ ist:

$$u\,.\cos(N,x) + v\,.\cos(N,y) + w\,.\cos(N,z) = -\frac{1}{2}\frac{de}{dt} \quad \ldots \quad 6)$$

wo $N$ die nach dem Inneren des Körpers gerichtete Normale des Oberflächenelementes ist.

Aus den Gleichungen 1 bis 6 lässt sich ferner ableiten:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -8k\left(2\pi\varepsilon - \frac{1}{C^2}\frac{d^2\Omega}{dt^2}\right)^{1)} \quad \ldots\ldots \quad 7)$$

---

1) Nach (3) ist $\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = -2k\left[\frac{d^2\Omega}{dx^2} + \frac{d^2\Omega}{dy^2} + \frac{d^2\Omega}{dz^2}\right.$

$$\left. + \frac{4}{C^2}\frac{d}{dt}\left(\frac{dU}{dx} + \frac{dV}{dy} + \frac{dW}{dz}\right)\right] \quad \ldots\ldots\ldots \quad \alpha)$$

Schreibt man die Gleichungen (2) $U = \int\int\int \frac{d\frac{1}{r}}{dx} A\,dm$ u. s. f., so erhält man bei Ausführung der Differentiation derselben nach $x$, $y$ und $z$:

$$\frac{dU}{dx} + \frac{dV}{dy} + \frac{dW}{dz} = -\int\int\int dx'\,dy'\,dz'\left(u'\frac{d\frac{1}{r}}{dx} + v'\frac{d\frac{1}{r}}{dy} + w'\frac{d\frac{1}{r}}{dz}\right),$$

indem das die zweiten Differentiale von $\frac{1}{r}$ enthaltende Glied verschwindet. Berücksichtigt man dann ferner, dass $\frac{d\frac{1}{r}}{dx} = -\frac{d\frac{1}{r}}{dx'}$ ist u. s. f., und integrirt partiell die einzelnen Glieder des Integrals nach $x'$, $y'$ und $z'$, so bleiben in den Integralen noch die

Da nun $\frac{d^2\Omega}{dt^2}$ im Allgemeinen nicht gleich Null ist, so braucht auch der Werth $\frac{d\varepsilon}{dt^2} + 16k\pi\varepsilon$ nicht Null zu sein. Es kann also in der That während des variabelen Zustandes freie Elektricität im Inneren der Leiter vorhanden sein, welche mechanische Wirkungen u. dgl. m. hervorbringen könnte.

1187 Es sei der Leiter ein sehr dünner cylindrischer Drath vom Radius $a$ und der Länge $l$, wo $a$ gegen $l$ sehr klein sei, dessen Axe als $X$-Axe genommen wird. Drücken wir die Lage der Punkte in jedem Querschnitt des Drathes durch Polarcoordinaten aus, so ist $y = \varrho \cos\varphi$, $z = \varrho \sin\varphi$, $y' = \varrho' \cos\varphi'$, $z' = \varrho' \sin\varphi'$. Ist ferner die Vertheilung der Elektricitäten und Ströme um die Cylinderaxe herum symmetrisch und die Dichtigkeit des Stromes in der auf der Drathaxe senkrechten Richtung in den Punkten $(x\varrho\varphi)$ und $(x'\varrho'\varphi')$ gleich $\sigma$ und $\sigma'$, so ist

$$v = \sigma\cos\varphi,\ w = \sigma\sin\varphi,\ v' = \sigma'\cos\varphi',\ w' = \sigma'\sin\varphi' \quad . \quad . \quad 8)$$

Danach verwandelt sich die Gleichung (5) in

$$\frac{du}{dx} + \frac{1}{\varrho}\frac{d\varrho\sigma}{d\varrho} = -\frac{1}{2}\frac{d\varepsilon}{dt} \text{ [1]} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 9)$$

und die für die Oberfläche des Drathes geltende Gleichung (6) in

$$\sigma = \frac{1}{2}\frac{de}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 10)$$

Die Werthe von $\Omega$ und $U$ gehen über in

---

Oberflächenelemente $dy'\,dz'$, $dx'\,dz'$, $dx'\,dy'$. Bezeichnet man daher das Oberflächenelement mit $d^2S$, so erhält man

$$\frac{dU}{dx} + \frac{dV}{dy} + \frac{dW}{dz} = -\int\int\frac{d^2S}{r}\Big[(u'\cos(N',x) + v'\cos(N',y) + w'\cos(N',z)\Big]$$
$$-\int\int\int\frac{dx'\,dy'\,dz'}{r}\left(\frac{du'}{dx'} + \frac{dv'}{dy'} + \frac{dw'}{dz'}\right)$$

wo $N'$ die nach dem Inneren gerichtete Normale von $d^2s'$ ist. Entsprechend (5) und (6) wird also

$$\frac{dU}{dx} + \frac{dV}{dy} + \frac{dW}{dz} = \int\int\frac{1}{2}\frac{d^2S}{r}\frac{de'}{dt} + \int\int\int\frac{1}{2}\frac{dx'\,dy'\,dz'}{r}\frac{d\varepsilon'}{dt} \text{ oder}$$

nach (4) gleich $\frac{1}{2}\frac{d\Omega}{dt}$. Führt man diesen Werth in die Gleichung ($\alpha$) ein und berücksichtigt, dass stets $\frac{d^2\Omega}{dx^2} + \frac{d^2\Omega}{dy^2} + \frac{d^2\Omega}{dz^2} = -4\pi\varepsilon$ ist, so erhält man Gleichung (7).

[1]) Aus der Gleichung (8) entwickelt sich $v\varrho = \sigma y$ und $w\varrho = \sigma z$. Differenzirt man beide Gleichungen, entwickelt $\frac{dv}{dy}$ und $\frac{dw}{dz}$ und addirt diese Werthe, setzt sodann in die erhaltene Gleichung $\frac{d\sigma}{dy} = \frac{d\sigma}{d\varrho}\frac{d\varrho}{dy}$ und $\frac{d\sigma}{dz} = \frac{d\sigma}{d\varrho}\frac{d\varrho}{dz}$, und führt die durch Differentiation der Gleichung $\varrho^2 = y^2 + z^2$ erhaltenen Werthe $\frac{d\varrho}{dy} = \frac{y}{\varrho}$ und $\frac{d\varrho}{dz} = \frac{z}{\varrho}$ ein, so erhält man $\frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = \frac{1}{\varrho}\frac{d\varrho\sigma}{d\varrho}$.

$$\Omega = 2E \log \frac{l}{a} \quad . \quad . \quad 11) \qquad U = 2i \log \frac{l}{a} \quad . \quad . \quad . \quad 12)$$

wo $E dx$ die Menge des in jedem Längenelemente $dx$ des Leiters enthaltenen freien Elektricität, also die Dichtigkeit der freien Elektricität, $i$ die Stromintensität daselbst ist. Von den Gleichungen (3) bleibt nur die erste bestehen. Da aber $i = \pi a^2 u$ ist, so ist nach derselben:

$$i = -4k\pi a^2 \log \frac{l}{a} \cdot \left(\frac{dE}{dx} + \frac{4}{C^2}\frac{di}{dt}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 13)$$

und die Gleichungen (5) und (6) ergeben:

$$\frac{di}{dx} = -\frac{1}{2}\frac{dE}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 14)$$

Da wir überhaupt nur die Wirkungen der den einzelnen Punkten des Drathes zunächst gelegenen Elemente desselben berücksichtigen, so werden obige Formeln nicht nur für einen geradlinigen, sondern auch für einen gekrümmten Drath gelten, vorausgesetzt nur, dass er nicht so gebogen ist, dass zwei seiner Punkte, zwischen denen sich ein endliches Drathstück befindet, unendlich nahe aneinanderliegen.

Kirchhoff behandelt nun die Aufgabe zunächst für einen in sich 1188
zurücklaufenden Drath, wo also die Werthe $E$ und $i$ um $l$ periodisch sein müssen. Setzt man in den Gleichungen (13) und (14) $\log \frac{l}{a} = \gamma$, $\frac{l}{k\pi a^2} = r$, $E = X \sin nx$, $i = Y \cos nx$, wo $X$ und $Y$ Functionen von $t$ und, wegen jener Periodicität, $n = m\frac{2\pi}{l}$ ist, so ergiebt sich aus denselben nach Elimination von $Y$ die Gleichung:

$$\frac{d^2X}{dt^2} + \frac{C^2 r}{16\gamma l}\frac{dX}{dt} + \frac{C^2 n^2}{2} X = o,$$

deren Integral

$$X = K_1 e^{-\lambda_1 t} + K_2 e^{-\lambda_2 t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 15)$$

ist, wo $K_1$ und $K_2$ willkürliche Constante sind, die Werthe $\lambda_1$ und $\lambda_2$ aber gleich

$$\frac{C^2 r}{32\gamma l}\left[1 \pm \sqrt{1 - \left(\frac{32\gamma}{Cr\sqrt{2}}nl\right)^2}\right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 16)$$

sind. Der Werth unter der Wurzel kann reel oder imaginär sein, je nachdem $\left(\frac{32\gamma}{Cr\sqrt{2}}nl\right)^2 \lessgtr 1$ ist. Da nun $nl$ ein Vielfaches von $2\pi$ ist, so ist dieser Werth schon bei einigermaassen bedeutenden Werthen von $\frac{32\gamma}{Cr\sqrt{2}}$ grösser als Eins, also die Wurzel imaginär. Setzen wir der Kürze

halber $\frac{C^2 r}{32 \gamma l} = h$, und ist dasselbe so gross, dass dagegen Eins zu vernachlässigen ist, so sind die Werthe von $\lambda_1$ und $\lambda_2$ gleich $h \pm \frac{Cn}{\sqrt{2}}\sqrt{-1}$ zu setzen. Bei Einführung derselben in die Gleichung (15) [1]) erhält man, wenn $d$ eine Constante ist:

$$\left.\begin{aligned} E = {} & e^{-ht}\sum_1^\infty A_m \cos m\,\frac{2\pi}{l}\,\frac{C}{\sqrt{2}}\,t \,.\, \sin m\,\frac{2\pi}{l}\,x \\ & + d + e^{-ht}\sum_1^\infty A'_m \cos m\,\frac{2\pi}{l}\,\frac{C}{\sqrt{2}}\,t \,.\, \cos m\,\frac{2\pi}{l}\,x \\ i = {} & -\frac{C}{2\sqrt{2}}\,e^{-ht}\sum_1^\infty A_m \sin m\,\frac{2\pi}{l}\,\frac{C}{\sqrt{2}}\,t \,.\, \cos m\,\frac{2\pi}{l}\,x \\ & + \frac{C}{2\sqrt{2}}\,e^{-ht}\sum_1^\infty A'_m \sin m\,\frac{2\pi}{l}\,\frac{C}{\sqrt{2}}\,t \,.\, \sin m\,\frac{2\pi}{l}\,x. \end{aligned}\right\} \quad . \; . \quad 17)$$

Ist für die Zeit $t = o$ die elektrische Spannung $E = f(x)$ gegeben, so muss auch diese um $l$ periodisch sein. Vereint man dann die Producte der Sinus und Cosinus in Ausdrücke, die die Summen oder Differenzen ihrer Winkel enthalten, so lassen sich obige Werthe folgendermaassen schreiben:

---

[1]) Es ist dann nämlich bei Einführung neuer Constanten für $K_1$ und $K_2$

$$X = e^{-ht}\left(A \cos \frac{Cnt}{\sqrt{2}} + B \sin \frac{Cnt}{\sqrt{2}}\right)$$

$$Y = -\frac{e^{-ht}}{2}\left[\left(\frac{h}{n}A - \frac{C}{\sqrt{2}}B\right)\cos\frac{Cnt}{\sqrt{2}} + \left(\frac{C}{\sqrt{2}}A + \frac{h}{n}B\right)\sin\frac{Cnt}{\sqrt{2}}\right]$$

Macht man noch die Voraussetzung, dass für $t = 0$, $i = 0$, also auch $Y = 0$ sei, so folgt aus dem Ausdruck für $Y$, dass $B$ sehr klein gegen $A$ ist, und wir somit setzen können

$$X = A\,e^{-ht} \cos \frac{Cnt}{\sqrt{2}}; \qquad Y = -\frac{C}{2\sqrt{2}}\,A\,e^{-ht} \sin \frac{Cnt}{\sqrt{2}}.$$

Multiplicirt man $X$ mit $\sin nx$ und $Y$ mit $\cos nx$, in welchen Werthen man auch zu $x$ einen beliebigen constanten Werth addiren darf, so erhält man eine allgemeinere Lösung der Gleichungen (13) und (14):

$$E = e^{-ht} \cos \frac{Cnt}{\sqrt{2}}\,(A \sin nx + A^1 \cos nx) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 1)$$

$$i = -\frac{C}{2\sqrt{2}}\,e^{-ht} \sin \frac{Cnt}{\sqrt{2}}\,(A \cos nx - A^1 \sin nx).$$

Unter derselben Voraussetzung würde den Gleichungen (13) und (14) auch genügt durch particuläre Lösungen von der Form

$$E = d + \frac{1}{2} e^{-ht}\left[f\left(x + \frac{C}{\sqrt{2}}t\right) + f\left(x - \frac{C}{\sqrt{2}}t\right) - 2d\right]$$
$$i = \frac{C}{4\sqrt{2}} e^{-ht}\left[f\left(x + \frac{C}{\sqrt{2}}t\right) - f\left(x - \frac{C}{\sqrt{2}}t\right)\right] \qquad 18)$$

Ist der Werth $d = \frac{1}{l}\int_0^l f(x)\,dx = o$, also die Gesammtmenge der freien Elektricität im Drath gleich Null, so stimmen diese Formeln vollständig mit denen für die Fortpflanzung des Schalles überein. Die Bewegung der Elektricität geht vor sich, wie wenn sich zwei elektrische Wellen in entgegengesetzter Richtung mit der Geschwindigkeit $\frac{C}{\sqrt{2}} = \frac{43{,}9\,.\,10^{10}}{\sqrt{2}}$ Mm. = 41950 geographische Meilen, d. h. nahezu mit der Geschwindigkeit des Lichtes, durch denselben bewegten. Diese Geschwindigkeit ist unabhängig von dem Stoff und Querschnitt des Drathes. Die Zeit eines Umlaufes jeder Welle um den Drath ist dann $t = \frac{l\sqrt{2}}{C}$. Die Dichtigkeiten der Elektricität an demselben Punkte vor und nach jedem Umlauf würden sich wie $1 : e^{-ht} = 1 : e^{-\frac{hl\sqrt{2}}{C}}$ verhalten. Bei dem Jacobi'schen Etalon wäre $h$ etwa $^1/_{2000}$ Secunde, also das Verhältniss der Abnahme der elektrischen Dichtigkeit 2,7 : 1. — Ist $d$ nicht Null, so ändert sich der Ueberschuss der Dichtigkeit über den mittleren Werth der Dichtigkeit gerade nach demselben Gesetz, wie wenn $d = o$ wäre.

Ist der Werth $\frac{32\gamma}{Cr\sqrt{2}}$ sehr klein, also $C$ sehr gross gegen $\frac{\gamma}{r}$, so kann in der Gleichung (13) das zweite Glied gegen das erste vernachlässigt werden. Es bleibt also nur $i = 4\,\frac{l\gamma}{r}\,\frac{dE}{dx}$ und nach Gleichung (14)

$$\frac{dE}{dt} = -8\,\frac{l\gamma}{r}\,\frac{d^2E}{dx^2}.$$

Diese Formel fällt mit der Thl. I, §. 138 behandelten zusammen, wo die Induction im Drathe vernachlässigt wurde. Dann findet also ein einfaches Zusammenfliessen der Elektricitäten, analog der Bewegung der Wärme in dem Drathe statt.

---

$$E = d + bx;\quad i = -\frac{C^2}{8h}\,b\left(1 - e^{-2ht}\right) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 2)$$

wo $d$ und $b$ neue Constante sind. — Sollen aber $E$ und $i$ um $l$ periodische Functionen von $x$ sein, so muss in letzteren $b = 0$ sein. — Addiren wir nun die particulären Lösungen (1) und (2) unter dieser Bedingung, so erhalten wir die allgemeineren, durch die Gleichungen (17) gegebenen Lösungen.

1189 Läuft der Drath nicht in sich zurück, so müssen die Grössen $d$ und $b$ (Gleichung 2 in der Anmerkung) andere Werthe erhalten, um den für die Enden desselben geltenden Bedingungen zu genügen. Ist der Drath z. B. an einem oder beiden Enden isolirt oder mit der Erde verbunden, so wird die elektrische Welle an den Enden reflectirt und kehrt sich in dem Fall, dass eine Ableitung derselben stattfindet, um, indem dann eine Welle von negativer Elektricität von derselben zurückkehrt, wenn eine Welle von positiver Elektricität ankommt, ganz ähnlich wie bei den Longitudinalschwingungen eines an einem oder an beiden Enden freien oder befestigten Stabes.

Kirchhoff hat in dieser Art noch den elektrischen Zustand eines einerseits mit der Erde verbundenen Drathes von der Länge $l$ untersucht, der den oben angegebenen Bedingungen der Bildung elektrischer Wellen entspricht, und anderseits mit dem einen Pol einer Säule von der elektromotorischen Kraft $K$ verbunden ist, deren anderer Pol zur Erde abgeleitet ist. Das Potential an dem mit der Erde verbundenen Ende ($x = o$) wird stets Null, das Potential am anderen mit dem Säulenpol verbundenen Ende ($x = l$) wird stets $^1/_2\, K$ sein. Daraus folgen die Werthe $E$ und $i$:

$$E = \frac{K}{4\gamma}\left(\frac{x}{l} + \frac{2}{\pi}\, e^{-ht} \sum_1^\infty \frac{(-1)^m}{m} (\cos m\tau \sin m\varphi)\right)$$

$$i = -\frac{K}{r}\left(1 - e^{-2ht}\right) - \frac{CK}{4\sqrt{2\gamma\pi}}\, e^{-ht} \sum_1^\infty \frac{(-1)^m}{m} \sin m\tau \cos m\varphi,$$

wo $\tau = \frac{\pi}{l}\frac{C}{\sqrt{2}}\, t$ und $\varphi = \frac{\pi}{l}\, x$ gesetzt ist [1]).

---

[1]) Aus den Bedingungen für den Zustand des Drathes folgt nämlich, dass für $x = 0$ auch $E = 0$ sei. Ferner folgt, dass für $x = l$, $E$ unabhängig von $t$ und gleich $\frac{1}{4\gamma}\, K$ sei. Ersteres ist nur möglich, wenn $\sin nl = 0$ oder $n = m\,\frac{\pi}{l}$ ist. Damit letzteres stattfindet, muss $b = \frac{1}{4\gamma l}\, K$ sein. Hieraus folgt ganz analog den früheren Betrachtungen

$$E = \frac{K}{4\gamma l}\, x + e^{-ht} \sum_1^\infty A_m \cos m\tau \sin m\varphi,$$

wo $\tau = \frac{\pi}{l}\frac{C}{\sqrt{2}}\, t$ und $\varphi = \frac{\pi}{l}\, x$ gesetzt ist. — Endlich muss für alle Werthe von $x$ zwischen 0 und $l$, d. h. für alle Werthe von $\varphi$ zwischen 0 und $\pi$, für $t = 0$ auch $E = 0$ sein; d. h. es ist $\frac{K}{4\gamma\pi}\,\varphi = -\sum_0^\infty A_m \sin m\varphi$. Setzt nach Fourier

$$\varphi = -2\sum_1^\infty (-1)^m \frac{1}{m} \sin m\varphi, \text{ so ist also } A_m = (-1)^m \frac{1}{m}\frac{K}{4\gamma\pi}.$$

Dies für $A_m$ gesetzt, ergiebt die obigen Gleichungen.

Es lässt sich nachweisen, dass die im Ausdruck für $i$ enthaltene Summe, wenn $\tau$ zwischen $o$ und $\pi$ liegt, nur die zwei Werthe $-\frac{\tau}{2}$ und $-\frac{\tau}{2}+\frac{\pi}{2}$; wenn $\tau$ zwischen $\pi$ und $2\pi$ liegt, nur die zwei Werthe $\pi-\frac{\tau}{2}$ und $\frac{\pi}{2}-\frac{\tau}{2}$ annehmen kann, je nachdem $\varphi \lessgtr \pi-\tau$ ist. Für grössere Werthe von $\tau$ wiederholen sich dieselben Werthe der Summe. In jedem Moment theilt sich also der Drath an einem Punkt in zwei Theile. Auf der Länge eines jeden Theiles ist die Stromintensität constant; an dem Punkt selbst macht sie einen Sprung von der Grösse $\frac{CK}{8\sqrt{2\gamma}}e^{-ht}$. Der Punkt rückt aber von der Zeit $t=0$ an vom Ende $(x=l)$ des Drathes gegen seinen Anfangspunkt $(x=o)$, mit der Geschwindigkeit $\frac{C}{\sqrt{2}}$ vor, kehrt dann mit gleicher Geschwindigkeit gegen das Ende hin zurück u. s. f. Im Sinne der Bewegung des Punktes ist stets die Intensität des Stromes vor demselben kleiner, hinter demselben grösser, so dass sie also abwechselnd am Anfang und am Ende des Drathes die grössere ist.

Mit Zunahme der Zeit $t$ nimmt die Grösse des Sprunges ab, indess ist während eines Durchganges desselben durch die Länge des Drathes, d. h. in der sehr kleinen Zeit $T=\frac{l\sqrt{2}}{C}$ diese Abnahme sehr gering.

Eine Berechnung der Intensität des Stromes am abgeleiteten Ende des Drathes $(x=o)$ ergiebt, dass sie Anfangs bis zur Zeit $t=T$ gleich Null ist, und dann zu den Zeiten $3\,T$, $5\,T$ u. s. f. jedesmal sich sprungweise um doppelt so viel ändert, als der Sprung an den anderen Stellen des Drathes beträgt. — Der Werth für $E$ erleidet ebenfalls stets an derselben Stelle eine plötzliche Aenderung, an der sich auch $i$ ändert, und zwar um den Werth $\frac{K}{4\gamma}e^{-ht}$; indess bleibt $E$ stets am Ende des Drathes (gegen den Verbindungspunkt mit der Säule hin) grösser, als an seinem anderen Ende. Die Vertheilung von $E$ auf dem Drath ist dann durch eine gebrochene gerade Linie dargestellt. Mit wachsender Zeit nimmt der Sprung ab, der Werth $E$ nimmt für $t=\infty$ von $x=l$ bis $x=o$ auf dem Drath nach dem Gesetz der geraden Linie gleichförmig von $\frac{K}{4\gamma}$ bis zu Null ab.

Bei den Rechnungen von Kirchhoff wird vorausgesetzt, dass die 1190
Einheit gegen $log\,\frac{l}{a}$ verschwindet; also $\frac{l}{a}$ eine sehr grosse Zahl ist und dass für so feine Dräthe, in denen dies anzunehmen ist, das Ohm'sche Gesetz noch Gültigkeit hat.

Um sich von diesen Annahmen frei zu machen, betrachtet W. Weber[1]) getrennt:

1) Die elektrischen Scheidungskräfte, welche nach Kirchhoff (§. 1187) auf die beiden Elektricitäten in einem Punkte eines Leiters aus nächster Nähe wirken und deren Hälfte die auf die Masseneinheit der einen (positiven) Elektricität wirkenden Scheidungskraft ist. Sie ist also $-2\pi \log \frac{l}{a}\left(\frac{dE}{ds}+\frac{4}{C^2}\frac{di}{dt}\right)$.

Bezeichnet man die positive elektrische Masse im Längenelement $ds$ des Leiters mit $Hds$, ist die Geschwindigkeit ihrer Verschiebung $\frac{d\sigma}{dt}$, so ist die Dichtigkeit $E$ der freien Elektricität und Stromintensität $i$ daselbst

$$E = -2H\frac{d\sigma}{ds}; \quad i = H\frac{d\sigma}{dt}.$$

Wird dies in obigen Ausdruck eingeführt, so erhält man die auf $ds$ wirkende bewegende Kraft

$$(E_1) = 4\pi \log \frac{l}{a}\left(\frac{d^2\sigma}{ds^2}-\frac{2}{C^2}\frac{d^2\sigma}{dt^2}\right) H\,ds.$$

2) Es wirken ferner auf $Hds$ die Widerstandskräfte, welche von den körperlichen Massen auf die elektrischen Massen ausgeübt werden und die Zunahme ihrer Geschwindigkeit beim Fortwirken der elektrischen Scheidungskraft hemmen. Ist $k$ die Leitungsfähigkeit, so sind diese Kräfte für die Einheit des Querschnittes des Leiters gleich $-\frac{i}{k a^2 \pi}$. Da die Hälfte derselben auf die im Längenelement $ds$ befindliche positive Elektricität wirkt, so ist die in Folge dessen auf letztere wirkende bewegende Kraft:

$$(E_{II}) = -\frac{i}{2ka^2\pi} H ds = \frac{H}{2ka^2\pi}\frac{d\sigma}{dt} H ds.$$

3) Endlich seien die beschleunigenden Kräfte, welche auf die Masseneinheit der positiven Elektricität im Element $ds$ von der Ferne her, also namentlich von den daselbst befindlichen elektrischen Massen aus wirken, gleich $\frac{1}{2} S$; dann ist der dieser Wirkung entsprechende Antheil der bewegenden Kraft

$$(E_{III}) = \tfrac{1}{2} HS.ds.$$

---

[1]) W. Weber, Ueber elektrische Schwingungen, Abhandl. der K. sächsischen Ges. der Wissenschaften (Math. phys. Klasse) Bd. VI, S. 569. 1864*. (Wir müssen uns auf die Andeutung der wesentlichsten Punkte beschränken.)

Die Summe der bewegenden Kräfte muss gleich sein der beschleunigenden Kraft, multiplicirt mit der Masse der Elektricität, also

$$\frac{1}{r} E\, ds = \frac{(E_{,}) + (E_{,,}) + (E_{,,,})}{\frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2}} \text{ [1]}.$$

Diese Gleichung lässt sich auf die Form

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2} - a_1 \frac{\partial^2 \sigma}{\partial s^2} + b_1 \frac{\partial \sigma}{\partial t} = c_1 S \qquad \text{1)}$$

bringen, wo $a_1\, b_1\, c_1$ Constante sind.

Ist $S = 0$, werden also die aus der Ferne wirkenden Kräfte vernachlässigt, so geht die Gleichung in die von Kirchhoff entwickelte über; nur dass die Constanten eine andere Bedeutung haben.

Von der Gleichung 1) ausgehend, entwickelt Weber die ebenfalls von Kirchhoff berechneten Werthe $\Omega$ und $U$ und sodann $E$ und $i$, welche zunächst als Summen zweier nach $\sin \frac{ns}{a}$ und $\cos \frac{ns}{a}$ fortschreitenden Reihen dargestellt werden. Unter Anwendung der so erhaltenen, complicirten Ausdrücke auf einen kreisförmigen Leiter vom Radius $\varrho$ ergiebt sich nach Weber die Dichtigkeit der freien Elektricität $E$ und die Stromintensität $i$ gleich

$$E = \Sigma A_1 e^{-\varepsilon t} \sin\left(\frac{ns}{\varrho} - mt + arc\,tg\, B_1\right) + \Sigma A_1 . e^{-\varepsilon t} \sin\left(\frac{ns}{\varrho} + mt + arc\,tg\, B_1\right)$$

$$i = \Sigma C_1 e^{-\varepsilon t} \sin\left(\frac{ns}{\varrho} - mt + arc\,tg\, D_1\right) + \Sigma C_1 e^{-\varepsilon t} \sin\left(\frac{ns}{\varrho} + mt + arc\,tg\, D_1,\right)$$

worin $A_1$, $B_1$, $C_1$, $D_1$, $m$, $E$ Constante sind, die vom Anfangszustand des Drathes abhängen.

---

1) Wären für die Messung der bewegenden und beschleunigenden Kräfte als Einheiten der Masse und Länge das Milligramm und Millimeter gewählt, so würde auch $E\,ds$ in Milligrammen gemessen sein. Weber multiplicirt deshalb die linke Seite der Gleichung mit dem Factor $\frac{1}{r}$, welcher das Verhältniss des Gewichtes der Elektricitätseinheit zum Milligramm bezeichnet. Da indess in den Werthen $(E)$ schon elektrische Massen vorkommen, die nach demselben Maass zu messen sind, und eine davon unabhängige Messung der Werthe $(E)$ kaum möglich erscheint, so dürfte diese Bestimmung der elektrostatischen Masseneinheiten in Milligrammen, selbst wenn die Hypothese eines besonderen ponderablen, mit dem Strom fortfliessenden Elektricitätsfluidums zugegeben wird, nicht wohl ausführbar sein. In Betreff der weiteren Betrachtungen hierüber, so wie der sehr weitläufigen Berechnungen müssen wir auf die Orginalabhandlung Weber's verweisen.

Auch nach diesen Formeln ändert sich die Dichtigkeit und Intensität an den einzelnen Stellen des Leiters nach Art einer Wellenbewegung. Die ersten Glieder obiger Formeln stellen eine Reihe vorwärts, die zweiten eine Reihe rückwärts schreitender Wellenzüge dar, die sich über einander lagern und addiren. Der erste doppelte Wellenzug für $n = 1$ besteht aus einer vorwärts schreitenden Welle, die für $t = \frac{1}{m} \, arc\, tg\, B_1$ den Raum $s$ von 0 bis $\pi \varrho$ einnimmt, und ihn mit positiver Elektricität ladet, und aus einer negativen, die von $s = \pi \varrho$ bis $s = 2 \pi \varrho$ liegt und dort eine negative Ladung erzeugt. Der erste rückwärts schreitende Wellenzug erzeugt für $t = -\frac{1}{m} \, arc\, tg\, B_1$ eine positive Welle von $s = 0$ bis $s = \pi \varrho$ und eine negative von $s = \pi \varrho$ bis $2 \pi \varrho$.

Der zweite Wellenzug für $n = 2$ ergiebt ähnlich zwei vor- und rückschreitende Wellenzüge von 4 Wellen, die je von 0 bis $\frac{1}{2} \pi \varrho$ u. s. f. liegen; der dritte für $n = 3$ giebt für jeden der beiden Wellenzüge 6 Wellen u. s. f. Mit wachsender Zeit nehmen diese Wellenzüge an Intensität im Verhältniss von $1 : e^{-2 \varepsilon t}$ ab.

Da indess der Werth von $\varepsilon$ sich mit dem Werth von $n$ ändert, so nimmt die Intensität schneller ab, als nach einer geometrischen Reihe; und zwar um so schneller, je grösser der specifische Widerstand des Leiters, je dicker der Leiter im Verhältniss zu seiner Länge und je grösser $n$ ist, d. h. je kleiner die Wellen sind. Es ergiebt sich ferner, wie nach Kirchhoff's Berechnung, dass, je kleiner der Widerstand des Leiters ist, zugleich aber, je dünner er im Verhältniss zu seiner Länge ist, desto mehr sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in einem kreisförmigen Leiter dem Werth $\frac{C}{\sqrt{2}}$ nähert. — Da obige Bedingungen selten eintreten, so sind Abweichungen von dieser Regelmässigkeit besonders häufig zu erwarten.

1191 Regelmässig in bestimmten Intervallen auf einander folgende Vertheilungen von Elektricität in Leitern erhält man durch Induction vermittelst eines in einem geschlossenen Kreise rotirenden Magnetes, der auf verschiedene Stellen des Kreises inducirend wirkt. Man könnte daher bei einer derartigen Induction nach obigen Betrachtungen erwarten, dass die dabei auftretenden, entgegengesetzt gerichteten Wellenzüge Interferenzen hervorrufen sollten. Indess folgt aus der Rechnung das merkwürdige Resultat, dass die Schwingungsphasen und Amplituden an allen Stellen des geschlossenen Kreises gleichzeitig die gleichen sind. Hiernach ist auch die Stromintensität an einem Punkt des kreisförmigen Leiters stets der mittleren Intensität im ganzen Kreise gleich, ein Gesetz, welches auch für nicht kreisförmige Leiter gilt. Dasselbe gilt um so ange-

näherter, je länger und dünner der Leiter und je grösser die Rotationsgeschwindigkeit des Magnetes ist.

Obige Resultate hat W. Weber auf experimentellem Wege zu prüfen versucht. Die durch einen kleinen rotirenden Magnet in einem Drathkreise erregten Inductionsströme wurden durch einen sehr langen Schliessungskreis geleitet, in welchen zwei Elektrodynamometer möglichst gleicher Construction, deren bifilar aufgehängte Rollen durch geeignete Veränderung der Abstände ihrer Aufhängungsfäden gleiche Schwingungsdauern (15 Sec.) erhielten, eingefügt werden konnten. Die Schwingungen der beweglichen Rollen wurden an zweien, je 2100 Scalentheile von denselben entfernten Scalen mittelst Spiegel und Fernrohr abgelesen. Zuerst wurde zwischen die Dynamometer nur ein kleiner Theil des Schliessungskreises eingefügt, so dass sie beide gleichmässig von den Inductionsströmen darin durchflossen wurden. Man kann dann ihre Ausschläge und ihre Empfindlichkeit mit einander vergleichen. Darauf wurde das eine Elektrodynamometer durch einen besonderen Commutator an eine weit von dem ersten abliegende Stelle in den Kreis eingeschaltet, und eine Vergleichung der Intensitäten in beiden Dynamometern vorgenommen. Geeignete Commutatoren dienten vorher dazu, die Schwingungen der Bifilarrollen beider Dynamometer durch in passender Richtung hindurchgeleitete Ströme zu beruhigen. Zwischen den beiden Einschaltungsstellen lagen zwei parallele, gleiche Dräthe von je $36600^m$ Länge. Die beiden Hälften eines jeden waren übersponnen, sie wurden sodann neben einander zusammengelegt, durch neue Ueberspinnung zu einem Doppeldrath vereint und am einen Ende mit einander verbunden, so dass der Strom in der einen Hälfte des Drathes hin-, in der anderen zurückfloss. Der Doppeldrath wurde auf eine Rolle gewunden, so dass beim Durchleiten des Stromes gleiche und entgegengerichtete Stromelemente neben einander lagen und keine störenden Inductionswirkungen auftreten konnten. 1192

Hierbei erwies sich die Stromintensität an den von einander entfernten Stellen der Leitung als gleich; die Schwingungsamplitude ist also dieselbe, wie es der Theorie entspricht.

Wird durch eine neue Commutationsvorrichtung die bewegliche Rolle des einen Dynamometers, statt unmittelbar hinter dem Multiplicator desselben, erst durch Vermittelung der langen Verbindungsdräthe in den Stromkreis eingefügt, so würde die Phase der elektrischen Schwingung in dem Multiplicator und der beweglichen Rolle im ersten Fall die gleiche, im zweiten event. eine verschiedene sein können, und dann würden sich, wie leicht zu berechnen, verschiedene Ablenkungen ergeben. Der Versuch beweist indess, dass, entsprechend der Theorie, auch die Schwingungsphase an beiden Stellen der Leitung dieselbe ist.

Indess dürfte gegen die Beweiskraft dieser Versuche doch ein Bedenken geltend gemacht werden können. Obgleich die eingeschalteten langen, aus zwei parallelen, gegen einander vom Strom durchflossenen Dräthen gebildeten Drathrollen nach aussen hin keine Inductionswirkungen ausüben, so wird doch, wenn an dem einen Ende $A$ der Spirale der Strom anwächst, sogleich an dem benachbarten, durch die ganze Länge des Spiraldrathes von ersterem getrennten Ende $B$ der Spirale ein Strom inducirt, der jenem Strome entgegengerichtet ist. Tritt also in $A$ ein Strom ein, so wird durch die Induction sogleich in $B$ ein Strom austreten, und dies setzt sich bei der Ausbreitung des Stromes in den Spiralen bei allen folgenden, einander parallelen Elementen fort. Die durch die langen Drathrollen getrennten Spiralen der Dynamometer werden also die Stromeswirkung in einem viel kürzeren Zeitintervall nach einander erfahren, als wenn der Strom wirklich die ganze eingeschaltete Drathlänge zwischen ihnen ohne die Inductionswirkung durchlaufen hätte.

1193 Eine weitere Ausführung der auf das Weber'sche Gesetz begründeten Gleichungen von Kirchhoff, zugleich unter Hinzunahme äusserer, mit der Zeit variabler elektromotorischer Kräfte, die theils von bewegten elektrischen Massen, theils von bewegten und variablen Strömen und Magneten herrühren und unter der Einführung der Masse der Elektricität, also der Annahme einer Trägheit derselben, ist für die Strömungen in körperlichen Leitern von Lorberg[1]) vorgenommen worden. Er hat sodann die erhaltenen Gleichungen auf die Bewegung der Elektricität in einer Kugel angewendet, und zwar zunächst ohne Einwirkung elektrostatischer Kräfte, sondern nur elektrodynamischer Kräfte, deren Resultanten der Oberfläche der Kugel an jeder Stelle parallel sind. Werden dieselben z. B. durch eine periodische Bewegung eines der Kugel concentrischen Kreisstromes in der Richtung seiner Axe hin und her erzeugt, so verlaufen die inducirten Ströme in Parallelkreisen und können in ihrer Richtung alterniren. Wird die inducirende Kraft aufgehoben, z. B. durch Anhalten der Bewegung des Kreisstromes am Ende oder in der Mitte seiner Bahn, so dauern die Inductionsströme noch längere Zeit fort. Ist z. B. die grösste Entfernung des Mittelpunktes des inducirenden Kreisstromes vom Mittelpunkt der Kugel bei seiner Hin- und Herbewegung $12^m$, ist der Kugelradius $1^m$, die Oscillationsdauer des Inductors 4 Secunden, und wird zuerst der Inductor am Ende seiner Bahn bei der Geschwindigkeit Null angehalten, so verschwindet der inducirte Strom erster Ordnung zugleich mit der inducirenden Kraft. In dem Moment dieses Verschwindens besitzt an der Oberfläche der Strom zweiter Ordnung eine Dichtigkeit, die $^5/_{24}$ des Maximums der Dichtigkeit des ersten Stromes ist und in etwa 26 bis 32 Secunden auf $^1/_{1000}$ desselben sinkt. Wird der Inductor im Moment seiner Maximalgeschwindigkeit angehalten, und kann man

[1]) H. Lorberg, Journ. f. reine und angew. Mathematik. Bd. LXXI, S. 53. 1870*. Wir müssen uns begnügen, auch hier nur einige der interessantesten Resultate zu geben.

annehmen, dass dabei die Dichtigkeit des inducirten Stromes erster Ordnung sehr schnell im Verhältniss zu seiner ganzen Zeitdauer sinkt, so hat der demselben entgegengerichtete Strom zweiter Ordnung Anfangs eine Dichtigkeit, die $^3/_4$ der Dichtigkeit des ersten Stromes ist und in 29 bis 32 Secunden auf $^1/_{1000}$ derselben sinkt. — Ist dagegen die Oscillationsdauer gross, der Kugelradius klein, so sinkt im ersten Fall die Dichtigkeit schneller, im zweiten ist die Dichtigkeit des zweiten Stromes gleich Anfangs sehr klein.

Die Formel von W. Weber für die Wechselwirkung bewegter elek- 1194
trischer Massen (§. 1177) nimmt eine einfachere Gestalt an, wenn man statt des Ausdruckes für die Kraft einen Ausdruck für das Potential der bewegten elektrischen Massen auf einander aufstellt [1]). Dieses Potential ist dann nach Weber:

$$V = -\frac{e e_1}{r}\left[1 - \frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right],$$

wobei wir $\frac{dr}{dt}$ als Function von $t$ anzusehen haben, und somit sowohl $r$, als auch $\frac{dr}{dt}$ von der Zeit $t$ abhängig ist. Wird $V$ nach $r$ differenzirt, so erhält man

$$\frac{\partial V}{\partial r} = \frac{e e_1}{r^2}\left[1 - \frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right] + \frac{e e_1}{r}\cdot\frac{2}{C^2}\cdot\frac{dr}{dt}\cdot\frac{\partial\left(\frac{dr}{dt}\right)}{dr}$$

oder

$$\frac{\partial V}{\partial r} = \frac{e e_1}{r^2}\left[1 - \frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{2r}{C^2}\frac{d^2 r}{dt^2}\right],$$

mithin die Weber'sche Formel für die zwischen den Theilchen $e$ und $e_1$ wirkende Kraft.

Das Potential $V$ lässt sich in zwei Theile zerlegen; erstens in das elektrostatische Potential $-\frac{e e_1}{r}$ der beiden elektrischen Massen $e$ und $e_1$ im Ruhezustande auf einander, und in das bei der Bewegung hinzutretende elektrodynamische Potential $\frac{e e_1}{r C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2$. Das Gesammtpotential ist bei derselben Entfernung $r$ mit wachsender Geschwindigkeit $\frac{dr}{dt}$ erst positiv, dann wird es Null, wenn $C = \frac{dr}{dt}$, und bei noch grösseren Geschwindigkeiten wird es negativ.

Für die Entfernung $r = \infty$ ist $V$ gleich Null. Werden also zwei (gleichartige) elektrische Theilchen $e$ und $e_1$ aus unendlicher Entfernung in die Entfernung $r$ gebracht, und haben daselbst in der Richtung ihrer

---

1) W. Weber, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 229. 1848; Pogg. Ann. Bd. CXXXVI, S. 485. 1869*; Abhandl. der Math. Cl. der K. sächs. Gesellschaft. Bd. X, S. 1. 1871*.

Verbindungslinie die Geschwindigkeit $\frac{dr}{dt}$ zu einander hin, so ist die geleistete Arbeit, unabhängig von dem Wege, den sie zurückgelegt haben, dem Potential gleich. Sie ist nur von der Entfernung $r$ und der Geschwindigkeit $\frac{dr}{dt}$ in der Richtung der Verbindungslinie der Theilchen abhängig. Da ferner nur die relative Geschwindigkeit in der Richtung der Verbindungslinie beider Theilchen in dem Ausdruck für das Potential vorkommt, so übt eine auf jener Linie senkrechte Bewegung der Theilchen gegen einander keinen Einfluss auf das Potential aus.

1195 In einer von der mehr empirischen Ableitung von Weber abweichenden Art hat C. Neumann[1]) aus allgemeineren Principien das Potential von elektrischen Massen $e$ und $e_1$, welche sich in der Richtung ihrer Verbindungslinie $r$ bewegen, abgeleitet. Er findet dasselbe gleich

$$Pe = \frac{e e_1}{r}\left[1 + \frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right].$$

Während er den Werth $\frac{e e_1}{r}$ des elektrostatischen Potentials als emissives Potential bezeichnet, da es als solches von den einzelnen Körpern ausgeht, nennt er obigen Werth das receptive Potential. Die Ableitung desselben beruht auf der Vorstellung, dass das Potential eine bestimmte Zeit braucht, um sich von einem Körper zum anderen fortzupflanzen. Ist die Entfernung der Körper zu einer bestimmten Zeit $t$ gleich $r$, ist ihr Abstand zu der Zeit $t_0 = t - \varDelta t$ gleich $r_0 = r - \varDelta r$, pflanzt sich das Potential in der Zeit $\varDelta t$ gerade um die Entfernung $r$ mit der ihm eigenthümlichen, äusserst grossen Fortpflanzungsgeschwindigkeit $C$ fort, so ist die gesuchte Form des Potentials

$$U = \frac{m m_1}{r_0} = \frac{m m_1}{r - \varDelta r}.$$

Es wird also hier die Annahme gemacht, dass das in dem ersten Abstand $r_0$ erzeugte Potential auch bei der Bewegung der Massen $m$ und $m_1$ von einander fort unverändert bleibt, und nur zur Zeit $t$ in Wirksamkeit tritt. Der Werth $C$ ist dann durch die Gleichung $r = C\varDelta t$ gegeben.

Wird in dem Ausdruck für $U$ der Werth $r = f(t)$ gesetzt, $r - \varDelta r = f(t - \varDelta t)$ entwickelt, und sodann $\varDelta t = \frac{r}{C}$ eingesetzt, so ist

---

[1]) Carl Neumann, Die Principien der Elektrodynamik, Tübingen 1868. Gratulationsschrift f. d. Universität Bonn*; auch Auszug von Scheibner, Schlömilch's Zeitschr. 1868*; auch C. Neumann, Clebsch' u. C. Neumann's mathematische Annalen, Bd. I, S. 317. 1869*.

$$U = m m_1 \left(r - \frac{r}{C}\frac{dr}{dt} + \frac{r^2}{2C^2}\frac{d^2r}{dt^2}\cdots\right)^{-1}$$

und bei weiterer Entwickelung nach dem binomischen Satz

$$U = m m_1 \left[\frac{1}{r} + \frac{1}{Cr}\frac{dr}{dt} + \frac{1}{Cr^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 - \frac{1}{2C^2}\frac{d^2r}{dt^2}\right],$$

welcher Ausdruck sich zerlegen lässt in

$$U = \frac{du_1}{dt} + u_2, \text{ wo } \frac{du_1}{dt} = m m_1 \left(\frac{1}{Cr}\frac{dr}{dt} - \frac{1}{2C^2}\frac{d^2r}{dt^2}\right)$$

und
$$u_2 = \frac{m m_1}{r}\left[1 + \frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right].$$

Auf diesen Werth wendet Neumann das Princip von Hamilton an, nach welchem, wenn $T$ die lebendige Kraft, $U$ die Kräftefunction bezeichnet, die Variation des Integrals:

$$\delta \int (T + U)\, dt = 0$$

sein muss, wobei indess nur solche Variationen der Coordinaten $\delta x$, $\delta y$, $\delta z$ u. s. f. berücksichtigt werden, die ebenso, wie ihre Differentialquotienten, ausserhalb der Integrationsgrenzen verschwinden.

Es muss also

$$\delta \int T\, dt = \delta \int u_2 dt + \frac{du_1}{dt}\, dt = \delta \left(u_1' - u_1'' + \int u_2 dt\right),$$

wo $u_1'$ und $u_1''$ die Werthe von $u_1$ bei Einsetzen der Grenzen sind.

Da die Variation $\delta$ nur innerhalb der Integrationsgrenzen besteht, so muss $\delta u_1' = \delta u_1'' = 0$ sein und es ist

$$\delta \int T\, dt = \delta \int u_2\, dt.$$

Den Werth $u_1$ nennt demnach Neumann das ineffective Potential, da es auf die Wirkung keinen Einfluss hat, den Werth $u_2$ aber das effective Potential.

Wird die Variation von $T$ und $u$ nach $r$ ausgeführt, so ergiebt sich die Resultante der Kräfte $R = -\frac{\delta u_2}{\delta r}$. Da aber $u_2$ nur von $r$ und $r_1 = \frac{dr}{dt}$ abhängig ist, so ist auch die Resultante bei Vernachlässigung der höheren Glieder, also wenn die Bewegungsgeschwindigkeit nicht zu gross ist:

$$R = -\frac{\delta u_2}{\delta r} = -\left(\frac{\partial u_2}{\partial r} - \frac{d\frac{\partial u_2}{\partial r_1}}{dt}\right) = \frac{m m_1}{r^2}\left[1 - \frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{2r}{C^2}\frac{d^2r}{dt^2}\right].$$

Dies ist aber das Weber'sche Gesetz.

Wollte man nicht die oben ausgesprochene Annahme machen, dass das im ersten Abstand $r_0$ der bewegten Massen erzeugte Poten- **1196**

tial unverändert nach einer Zeit $\Delta t$ auf die weiter von einander entfernten Massen wirkt — eine Annahme, die bei der Reciprocität der Wirkung der Massen zu der eigenthümlichen Hypothese führen würde, dass das einmal gebildete Potential bei der Bewegung der Massen sich unendlich viel schneller fortpflanzt, als sich das der neuen Entfernung der Massen entsprechende Potential bildet — und dagegen das Potential als eine Function der jedesmaligen wirklichen Entfernung der Massen ansehen, so wäre in der ersten Gleichung für $U$ statt $r - \Delta r$ der Abstand zwischen der Lage der Masse $m$ zur Zeit $t_0$ und der Masse $m_1$ zur Zeit $t$ zu setzen, wodurch sich der Nenner in Gl. (1) und der Werth $\Delta t$ in Gl. (2) wesentlich ändert. Dann wird das receptive Potential

$$m_1 = \frac{m\,m_1}{r}\left(1 + \frac{1}{C}\frac{dr}{dt} - \frac{r^2}{2C^2}\frac{d^2r}{dt^2}\right),$$

woraus folgen würde, dass das Potential zweier constanter, nach Weber's Hypothese aus einem Doppelstrom positiver und negativer Elektricität bestehender galvanischer Ströme auf einander gleich Null wäre [1]).

1197 Das Weber'sche elektrodynamische Gesetz beruht auf der Annahme eines Doppelstromes von positiver und negativer Elektricität, welche in entgegengesetzter Richtung fliessen. Würde man die Existenz nur einer Elektricität, also z. B. nur einen positiven Strom annehmen, so folgt aus der Entwickelung des §. 1175 u. flgde. das Ampère'sche Gesetz nicht.

C. Neumann [2]) hat indess versucht, sich auch bei Beibehaltung des Weber'schen Gesetzes bis zu einem gewissen Grade von der Hypothese eines Doppelstromes positiver und negativer Elektricität frei zu machen, und dennoch zu dem Ampère'schen Grundgesetz der Elektrodynamik und dem Inductionsgesetz von F. E. Neumann (Vater) zu gelangen.

Er nimmt dabei zunächst an, dass nur die eine der beiden Elektricitäten, die positive z. B. sich bewegt, die negative aber ruht. Diese Hypothese könnte man mit der Weber'schen vereinen, wenn man zu dem von Weber supponirten Doppelstrom der entgegen-

---

[1]) Clausius, Pogg. Ann. Bd. CXXXV, S. 606. 1868*. Eine schon früher von Gauss (Gauss' Werke, Bd. V, S. 616, vom Jahre 1835.) aufgestellte Formel der Wechselwirkung elektrischer Theilchen

$$\frac{ee^1}{r^2}\left[1 + K\left(u^2 + {}^3/_2\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right)\right],$$

in welcher $u$ die relative Geschwindigkeit der beiden elektrischen Theilchen und $\frac{1}{\sqrt{K}}$ eine bestimmte Geschwindigkeit vorstellt, entspricht nicht dem Princip von der Erhaltung der Kraft und kann daher die Inductionsphänomene nicht ergeben. Bewegt sich das Element $ds$ mit der Geschwindigkeit $v$ nach einer bestimmten Richtung, so wird die inducirte elektromotorische Kraft in $ds_1$ in der Richtung der letzteren

$$\frac{1}{r^2}\, v\, i\, ds\, ds_1\ [2\cos(v_1\, ds) - {}^3/_2 \cos(v_1\, r) \,.\, \cos(r_1\, ds)] \cos(r_1\, ds_1),$$

welche Formel Veränderungen der Intensität $i$ nicht enthält, die gleichfalls Inductionswirkungen hervorrufen. (Vgl. Maxwell, Treatise Vol. II, p. 434*.)

[2]) C. Neumann, Berichte der K. sächs. Gesellsch. S. 386. 1871*.

gesetzt fliessenden elektrischen Massen $\pm \frac{1}{2} e$ noch einen nach aussen unwirksamen Strom neutraler Elektricität hinzufügte, der in der Richtung des positiven Stromes die Elektricitätsmengen $\pm \frac{1}{2} e$ mit sich führte.

Neumann nimmt indess weiter an, dass die ruhende (negative) Elektricität fest mit der Masse des Körpers verbunden sei; eine Annahme, die auch von der der Reibung analogen Wirkung des Widerstandes bis zu einem gewissen Grade Rechenschaft geben könnte, da dann die positive Elektricität bei ihrer Bewegung zugleich die negative und die mit ihr verbundene Masse des Körpers in Bewegung, z. B. in Wärmeschwingungen, versetzen könnte [1]).

Es wird dabei ferner vorausgesetzt, dass die Masse der Elektricität verschwindend klein sei gegen die körperliche Masse, erstere also eine verschwindende Trägheit besitze; dass ferner die Wirkung der körperlichen Massen auf einander in weiteren, als rein molekularen Entfernungen, dem Newton'schen Gravitationsgesetz folge, die Wirkung der elektrischen Massen dem Weber'schen Gesetz entspreche und die Wirkung der körperlichen und elektrischen Massen auf einander verschwinde. Bezeichnet man dann die körperlichen und elektrischen Massen mit $M$ und $\mu$, die körperliche Masse im Raumelement mit $M_\omega$, die „Trägheitszahl" (den Quotienten der wirkenden Kraft durch die Beschleunigung) der positiven und negativen Elektricität ebendaselbst mit $p_\omega$ und $n_\omega$, so lässt sich zunächst das Potential $(U)$ sämmtlicher Massenelemente, sowie die lebendige Kraft $T$ derselben in der Gleichung

$$(U) = T + V + P - U$$

zusammenfassen, wo $V = -\frac{1}{2}\sum k \frac{MM_1}{r}$ das Potential der körperlichen Massen, $P = -\frac{1}{2}\sum \frac{\mu\mu_1}{r}$ das elektrostatische Potential der elektrischen Massen, $U = +\frac{1}{2}\sum \frac{\mu\mu_1}{C^2.r}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2$ das elektrodynamische Potential derselben ist.

Ist ferner das Potential der äusseren Kräfte auf diese Massen gleich $S$ und wird bei einer Aenderung desselben um $dS$ zugleich $(U)$ um $d(U)$ geändert und entsteht in dem Körper die Wärmemenge $dQ$, so ist

$$d(T + V + P - U) = dS - dQ \quad \ldots\ldots\ldots \quad 1)$$

Sind die Geschwindigkeiten der vereinten Massen $M + n$ und der Masse $p$ nach den drei Axen resp. $\frac{dx}{dt}$ und $\frac{d\xi}{dt}$ u. s. f., ist $\omega$ ein Volumenelement, so ist, wenn wir eine Reibung der bewegten Massen $p$ und

---

[1]) C. Neumann bezeichnet diese Ansicht mit dem Namen der „unitarischen", weil nur eine Elektricität sich bewegt. Es ist indess wohl zu beachten, dass dieselbe dennoch die Existenz beider Elektricitäten voraussetzt.

$M + n$ an einander annehmen, die ihre Bewegung in Wärmebewegung überführt, und $\varrho$ der Reibungscoëfficient ist:

$$dQ = \sum \omega\varrho \left[\left(\frac{d\xi}{dt} - \frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{d\eta}{dt} - \frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{d\zeta}{dt} - \frac{dz}{dt}\right)^2\right] = \sum \omega\varrho c^2 \quad 2)$$

wo $c$ die relative Geschwindigkeit der Massen $p$ gegen $M + \mu$ ist. Ist $D$ die Dichtigkeit des sich bewegenden Elektricitätsfluidums, so ist die Stromesdichtigkeit oder „Strömung" im Volumenelement $\omega$ gleich $i = D.c$, daher

$$dQ = \sum \omega \frac{\varrho}{D^2} i^2 = \sum \omega r i^2, \text{ wo } r = \frac{\varrho}{D^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

dem Leitungswiderstande des Mediums entspricht. Ist endlich an einer Stelle der Kette durch Temperaturunterschiede oder Heterogeneität der einander berührenden Körper „eine Schiebungskraft" nach der Richtung der Schichtungsnormale erzeugt, welche die Elektricitäten nach den drei Axen mit Kräften treibt, die für die Massen $(M + \mu)_\omega$ im Raumelement gleich $-\omega D A$, $-\omega D M$, $-\omega D N$, für die Massen $p_\omega$ im Raumelement $+\omega D A$ u. s. f. sind, so wird, wenn die Componenten der Elektricitätsströmung $i$ nach den drei Axen $u$, $v$, $w$ sind, die hierdurch in der Zeiteinheit consumirte Arbeit, resp. in Arbeitseinheiten ausgedrückte, erzeugte Wärmemenge $- dt \sum \omega (Au + Mv + Nw)$ und mithin

$$d(T + V + P - U) = dS - dt\left[\sum \omega r i^2 - \sum \omega \left(Au + Mv + N\omega\right)\right] \quad 4)$$

Die Componenten der auf die vereinten Massen $M_\omega + n_\omega$ und die elektrische Masse $p_\omega$ im Raumelement wirkenden bewegenden Kräfte sind, wenn wir $W = V + P + U$ setzen:

$$(M_\omega + n_\omega)\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega\varrho\left(\frac{d\xi}{dt} - \frac{dx}{dt}\right) - \omega D A$$
$$+ \sum \omega \left(-\frac{\partial W}{\partial x} + \frac{d}{dt}\frac{\partial W}{\partial \frac{dx}{dt}}\right) + X \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5)$$

$$p_\omega \frac{d^2\xi}{dt^2} = +\omega\varrho\left(\frac{d\xi}{dt} - \frac{dx}{dt}\right) + \omega D A$$
$$+ \sum \omega \left(-\frac{\partial W}{\partial \xi} + \frac{d}{dt}\frac{\partial W}{\partial \frac{d\xi}{dt}}\right) + \Xi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6)$$

u. s. f., wo $X$ und $\Xi$ die nach der $x$-Axe gerichteten Componenten der auf $M_\omega + n_\omega$ und $p_\omega$ wirkenden äusseren Kräfte sind. Da aber die elektrische Materie $p_\omega$ und $n_\omega$ eine nur sehr geringe Trägheit besitzt, übertragen sich alle Kräfte auf die Masse $M_\omega$ und es ist mithin bei der Addition von 5 und 6:

$$M_\omega \frac{d^2x}{dt^2} = \sum \omega \left(-\frac{\partial W}{\partial x} + \frac{d}{dt}\frac{\partial W}{\partial \frac{dx}{dt}}\right) + \sum \omega \left(-\frac{\partial W}{\partial \xi} + \frac{d}{dt}\frac{\partial W}{\partial \frac{d\xi}{dt}}\right). \quad 7)$$

und ebenso, da $-\omega\varrho\left(\frac{d\xi}{dt}-\frac{dx}{dt}\right)=-\frac{\omega\varrho u}{D}=-\omega D r u$ ist, nach Gl. (6) in Folge der verschwindenden Trägheit der Elektricität:

$$r.u = A + \frac{1}{\omega D}\sum\nolimits^{\omega}\left(-\frac{dW}{d\xi}+\frac{d}{dt}\frac{\partial W}{\partial\frac{d\xi}{dt}}\right)+\Xi.$$

Ebenso entwickeln sich die Gleichungen für die anderen Coordinaten.

Somit sind die mit dem Leitungswiderstand multiplicirten Componenten der Strömung des im Volumenelement enthaltenen elektrischen Fluidums gleich den Componenten der im Volumenelement enthaltenen „Schiebungskräfte" und der auf die Masseneinheit wirkenden distanziellen Kräfte.

Sind, wie in einer Thermokette, keine äusseren Kräfte vorhanden, und tritt in derselben ein stationärer Zustand ein, für welchen also $d(U)=0$ ist, so folgt aus Gl. (1) $dQ=0$, und aus Gl. (4):

$$dQ = dt\,\Sigma\,\omega r i^2 - \Sigma\,\omega i K = 0,$$

wo $K$ die Schiebungskraft an der Contactstelle ist. Ist nur eine Kette vorhanden, so ist demnach

$$0 = i^2 r - iK \text{ oder } i = \frac{K}{r},$$

welche Formel das Ohm'sche Gesetz darstellt.

Bewegen sich zwei unveränderliche, geschlossene Thermoketten gegen einander, deren Widerstände $r$ und $r_1$ sind, so kann man die von den Massen und elektrostatischen Anziehungen ausgehenden Kräfte und Potentiale derselben gegen die elektrodynamischen Kräfte und Potentiale $U$ derselben vernachlässigen. Dann folgt aus Gl. (4):

$$d(T-U) = dS - dt\,(i^2 r + i_1{}^2 r_1{}^2 - iK - i_1 K_1).$$

Ferner wird, da die Elektricität keine Trägheit besitzt,

$$dT = dS - dt\,\frac{d(V+P+U)}{dt}.$$

Kann man, wie oben, $V$ und $P$ gegen $U$ vernachlässigen, und zerlegt man das Potential $U$ in drei Theile, das Potential $\frac{1}{2}\,i^2\,U_{00}$ des einen, $\frac{1}{2}\,i_1{}^2\,U_{11}$ des anderen Leiters auf sich selbst, $i i_1\,U_0\,U_1$ der beiden Leiter auf einander, so folgt:

$$dT = dS - i i_1\,d\,U_{01},$$

also

$$i\left(\frac{d\,U_{00}+U_{01}\,i_1}{dt}+K-ir\right)+i_1\left(\frac{d(U_{10}+U_{11}\,i_1)}{dt}+K_1-i_1 r_1\right)=0.$$

Es ist dies das schon §. 1158 u. flgde. entwickelte Inductionsgesetz. Findet die Induction durch die relative Bewegung eines geschlossenen Stromkreises gegen einen Stahlmagneten oder die Erde statt, so sind letztere an Stelle des zweiten Stromkreises getreten und es sind dabei stets die Aenderungen des Potentials derselben auf sich selbst, d. h. die in ihnen

inducirten Ströme und Aenderungen des Magnetismus zu berücksichtigen, da sonst die aus dem Gesetz von der Erhaltung der Energie abgeleiteten Resultate mit dem Inductionsgesetz nicht übereinstimmen würden.

1198 Um die Entstehung der Thermoströme abzuleiten, fügt C. Neumann [1]) zu seiner Hypothese, dass die negative Elektricität mit den Körpermolekülen fest verbunden sei, noch die Hypothese hinzu, dass das frei bewegliche, positive elektrische Fluidum etwa wie ein Gas dem Mariotte'schen und dem Gay-Lussac'schen Gesetz folge. Berühren sich dann zwei homogene Metalle an zwei Stellen, und ziehen sie, etwa in Folge der negativen Elektrisirung der Moleküle in ihnen die positive Elektricität verschieden stark an, so wird bei gleicher Temperatur der Contactstellen nur eine statische Vertheilung der Elektricität zwischen beiden Metallen eintreten. Wird aber die eine Contactstelle erwärmt und dadurch das freie positiv-elektrische Fluidum verdünnt, so ist daselbst die Differenz der auf die Volumeneinheit desselben von beiden Metallen aus wirkenden bewegenden Kräfte kleiner, als an der kälteren Contactstelle; durch letztere fliesst die Elektricität von dem weniger anziehenden zum stärker anziehenden Metall (ganz ähnlich, wie etwa bei der Luftheizung durch die einseitig wirkende Schwerkraft eine Luftcirculation bedingt wird). Es leitet sich hieraus das thermoelektrische Spannungsgesetz ab. — Indem Neumann ferner annimmt, dass das negativ-elektrische, mit den Molekülen fest verbundene Fluidum bei der Erwärmung der Metalle an der Vergrösserung des Abstandes $a$ der Moleküle bei der Erwärmung Theil nimmt, so wird, da letzterer bei der Temperatur $t$ durch eine Formel $a_t = a + bt + ct^2$ ausgedrückt werden kann, die Differenz der Anziehung der beiden Metalle gegen das positive Fluidum ebenfalls mit der Temperaturerhöhung sich in einem gewissen Verhältniss zu der Differenz $a_t - a_{1t}$ der Werthe $a_t$ für beide Metalle ändern, welche positiv und negativ sein kann. Die Berechnung hiernach, ob die neutrale Temperatur, welche man der einen Contactstelle mittheilen muss, während die andere auf 0° erhalten wird, damit kein Strom entstehe, über 0° C. liegen muss, stimmt in 28 Fällen von 31 mit der Erfahrung überein.

C. Neumann betrachtet selbst diese Hypothese als eine vorläufige Conjectur über die Ursachen der thermoelektrischen Ströme und dürfen wir deshalb wohl für die weitere Ausführung auf die Originalabhandlung verweisen [2]).

---

[1]) C. Neumann, Sitzungsber. der K. sächs. Gesellsch. Math. phys. Classe. 1872. S. 49*.

[2]) Die von Riemann (Riemann, Pogg. Ann. Bd. CXXXI, S. 237. 1867 [v. J. 1858]) versuchte, später aber zurückgenommene Ableitung der Inductionsphänomene aus der Gleichung der Fortpflanzung der Schwingungen in elastischen Medien $\frac{\partial^2 U}{\partial s^2} - a^2\left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2}\right) + 4\pi\varrho a^2 = 0$ führt nicht zu den elektrodynamischen Gesetzen (Clausius, Pogg. Ann. Bd. CXXXV, S. 612. 1868*). — Betti (Nuovo Cimento. T. XXVII. 1868.) nahm an, dass die einzelnen Moleküle in einem

Zur Beurtheilung der Consequenzen der hier angewandten Hypothese können einige Berechnungen von Riecke[1]) dienen, nach denen ein ruhendes und constantes Stromelement in Folge derselben auf einen ruhenden elektrischen Punkt eine Abstossung ausübt (indem sich die Wirkung der bewegten positiven Elektricität im Element zu der der ruhenden negativen auf den Punkt addirt), während dies nach der gewöhnlichen Annahme zweier sich bewegender Elektricitäten nicht der Fall ist. Ebenso würde nach ersterer Hypothese ein constanter geschlossener Strom auf ein ruhendes Elektricitätstheilchen eine Wirkung ausüben, deren Componenten den negativen Differentialquotienten eines Potentialwerthes entsprächen. In einem Leiter würde also ein benachbarter, constanter, geschlossener Strom eine statische Elektricitätsvertheilung hervorrufen, und in Folge dessen auf denselben direct anziehend oder abstossend wirken. Ferner würde ein beiderseits begrenztes Stück eines constanten Stromes auf einen geschlossenen Leiter eine elektromotorische Kraft ausüben und, wenn in einem geschlossenen Leiter an einer Stelle der Strom plötzlich seine Richtung änderte, daselbst eine elektromotorische Kraft auftreten. Diese Wirkungen würden bei der Annahme eines doppelten Elektricitätsstromes nicht stattfinden. 1199

Um der Annahme zweier elektrischer Fluida ganz zu entgehen, versucht ferner Edlund[2]) die Wirkungen der Elektricität auf die Annahme eines den ganzen Raum durchziehenden Fluidums, wahrscheinlich des Lichtäthers zurückzuführen, dessen Moleküle sich nach dem Gesetz des umgekehrten Quadrates der Entfernung abstossen sollen und sich bei Einwirkung einer Kraft bewegen. In Nichtleitern ist diese Beweglichkeit durch die Wirkung der materiellen Moleküle begrenzt, in Leitern kann sich der Aether von einer Stelle zur anderen leicht verschieben. Auf die in demselben befindlichen Körper wird das archimedische Princip in der Weise angewendet, dass in Folge der vollkommenen Elasticität und der Fortpflanzung des Druckes in dem Aether die Einwirkung eines Aethertheilchens auf einen mit Aether beladenen Körper gleich ist der Differenz der Wirkung auf den Aether in letzterem, weni- 1200

---

geschlossenen Kreise in periodischen Intervallen elektrisch polarisirt würden und auf einander ähnlich wirkten, wie kleine Magnete, deren Axen mit den Tangenten des Kreises zusammenfallen. Die Perioden sollten für alle Leiter die gleichen sein und nur die Phasen der Polarisirung verschieden sein können. Wenn aber ein Stromkreis, in dem sich die Elemente polarisiren, auf einen anderen wirkt, so soll die Wirkung nicht plötzlich, sondern nach einer dem Abstande der Moleküle beider Kreise proportionalen Zeit stattfinden. Er gelangt durch diese Annahmen zu den bekannten Ausdrücken der Elektrodynamik. Vgl. dagegen Clausius (Pogg. Ann. Bd. CXXXV, S. 618. 1868*), der nachweist, dass in der Entwickelung von Betti nicht zu vernachlässigende Glieder höherer Ordnung fortgelassen sind.

[1]) Riecke, Göttinger Nachr. 1873, 23. Juli*. — [2]) Edlund, Archives des sciences phys. et nat. Nouv. Sér. T. XLIII, p. 297. 1872*; Pogg. Ann. Erg.-Bd. VI, S. 95, 241. 1873*. Théorie des phénomènes électriques kongl. Svenska Vetenscaps-Academiens Handlingar Vol. XII, Nro. 8* (während des Drucks erschienen).

ger der Wirkung auf den von ihm verdrängten Aether des Raumes. Ist dann ein Körper $A$ in Ruhe und wirkt auf einen gleichen Körper $B$, welche beide im unelektrischen Zustand die Aethermengen $a$ enthalten, haben $A$ und $B$ einen Ueberschuss an Aether $b$ und $b_1$, so ist die Wirkung

1) der Aethermassen in $A$ auf dieselben in $B$ gleich $+\frac{(a+b)(a+b_1)}{r^2}$ [1]);

2) des Aethers im Raum ausserhalb $A$ auf den Aether in $B$, gleich $-\frac{a(a+b_1)}{r^2}$;

3) und 4) davon geht ab die Wirkung des Aethers in $A$ und des Aethers im Raum auf den von $B$ verdrängten Aether, welche beide resp. gleich $+\frac{(a+b)a}{r^2}$ und $-\frac{a.a}{r^2}$ sind. Die Summe giebt die Abstossung $+\frac{b b_1}{r^2}$.

Der Ueberschuss der Gehalte $b$ und $b_1$ an Aether entspricht der positiv-elektrischen Ladung mit den Elektricitätsmengen $+b$ und $b_1$. Ist $b$ oder $b_1$ negativ, so folgt ebenso die Abstossung $+\frac{b b}{r^2}$ u. s. f. [1]). — Die Influenzwirkung der Elektricität entspricht dann unmittelbar der Wirkung des Aethers, indem sich derselbe bei Einwirkung eines äusseren, mit Aether geladenen Körpers gegen die Oberfläche verschiebt.

Es ist ersichtlich, dass bei dieser Betrachtung die Annahme der negativen Elektricität ersetzt ist durch die Berechnung der Wirkung auf die von den elektrisirten Körpern verdrängten Aethermassen des Raumes nach dem archimedischen Princip, oder mit anderen Worten durch Einführung der Druckkräfte, welche die von den elektrisirten Körpern beeinflussten, äusseren Aethermassen auf den elektrisirten Körper ausüben.

Wirkt in einem Leiter eine elektromotorische Kraft, so wird dadurch der Aether, welcher sich vorher in Wärmeschwingungen [2]) bewegte, in eine translatorische Bewegung in der Richtung jener Kraft versetzt. Es verschwindet daher Wärme an dem Sitz einer elektromotorischen Kraft, wie beim Peltier'schen Phänomen. Der von der Quelle der elektromotorischen Kraft ausgehende Druck des Aethers soll sich in Folge seiner vollkommene Elasticität durch die übrige Aethermasse verbreiten und dieselbe ebenfalls in Bewegung setzen. Die elektroskopische Spannung an der Oberfläche des die Pole einer Kette verbindenden Leiters wäre demnach diesem Druck zuzuschreiben und einer Wirkung des Stromes selbst. Ihre Vertheilung in der Kette wäre (bei Ableitung des

[1]) Edlund bezeichnet eine, die Entfernung vergrössernde Kraft mit —; wir behalten die gebräuchlichere, entgegengesetzte Bezeichnung bei.

[2]) Edlund l. c. und Pogg. Ann. Bd. CXLVIII, S. 421. 1873*.

einen Pols) ganz ähnlich der Vertheilung des Druckes in einer engen Röhre, die auf der einen Seite mit einer unter einem bestimmten Druck stehenden Flüssigkeit verbunden, andererseits offen wäre. Ob hierbei der Aether an der Oberfläche ruht oder bewegt ist, wird nicht entschieden.

Der Widerstand der Leiter wird ähnlich behandelt, wie in §. 1169; indem sich der Bewegung des Aethers ein Reibungswiderstand an den mechanischen Molekülen entgegenstellt, der der Geschwindigkeit der Aetherbewegung oder der Stromintensität proportional ist und bei constanter Strömung den Druck der elektromotorischen Kraft, wie durch einen Gegendruck, gerade compensirt.

Um die elektrodynamischen Erscheinungen abzuleiten, nimmt ferner Edlund, ganz ähnlich wie C. Neumann, an, dass die einer Entfernung 1201
$r + \Delta r$ entsprechende Anziehung $-\frac{e e_1}{(r + \Delta r)^2}$ zweier Aethertheilchen sich bei ihrer Bewegung gegen einander bis zu einem Abstand $r$ nicht gleichzeitig auf $-\frac{e e_1}{r^2}$ ändere, sondern hierzu eine grössere Zeit erforderlich sei, als die Zeit ihrer Bewegung ist. Die Wirkung im Abstand $r$ ist dann von der constanten Bewegungsgeschwindigkeit $v$ abhängig, also $-\frac{e e_1}{r^2} f(v)$, wo $f < 1$. Das Umgekehrte würde bei der Bewegung der Theilchen aus der Entfernung $r - \Delta r$ zur Entfernung $r$ von einander fort eintreten; die Wirkung wäre $\frac{e e_1}{r^2} F(-v)$, wo $F > 1$. Die Functionen $f$ und $F$ werden gleiche Gestalt annehmen und können durch $1 + \varphi\left(-\frac{dr}{dt}\right)$ und $1 + \varphi\left(\frac{dr}{dt}\right)$ dargestellt werden, wo $\varphi$ für $\frac{dr}{dt} = 0$ verschwindet, für negative Werthe von $\frac{dr}{dt}$ negativ, für positive Werthe positiv ist. Aendert sich die Geschwindigkeit, so wird auch hierdurch eine Aenderung der Abstossung der Aethertheilchen eintreten können, die aber zugleich von der Grösse der Abstossung selbst, d. h. indirect von $r$ abhängen kann. Hiernach ist die Wirkung des bewegten Aethertheilchens auf das ruhende im Allgemeinen

$$\frac{e e_1}{r^2}\left[1 + \varphi\left(\frac{dr}{dt}\right) + \psi\left(r, \frac{d^2 r}{d t^2}\right)\right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{I)}$$

Diese Formel ist mit der allgemeinen Form des Weber'schen Gesetzes, wie sie C. Neumann gegeben, in Uebereinstimmung.

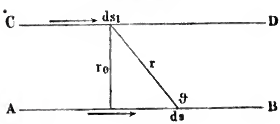
Bewegt sich ein Aethertheilchen $m$ im Element $ds$, Fig. 452, mit der Geschwindigkeit $v$, und wirkt auf ein ruhendes Theilchen $m_1$ in $ds_1$, so ist die Geschwindigkeit und Beschleunigung in der Richtung der Verbindungslinie, wenn $r_0$ den Abstand zwischen $m_1$ und der Bewegungsrichtung von $m$, $\vartheta$ den Winkel zwischen letzterer und der Verbindungslinie $r$ von $m$ und $m_1$ bezeichnet:

$$\frac{dr}{dt} = v \cos \vartheta; \qquad \frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{v^2}{r} (1 - \cos^2 \vartheta),$$

welche Werthe in die obige Gleichung einzuführen sind.

In einem von einem galvanischen Strom durchflossenen Leiter bewegt sich, nach Edlund, ein Theil des darin enthaltenen Elektricitätsäthers in einer bestimmten Richtung. Dabei soll, abweichend von den sonstigen Ansichten, die Geschwindigkeit der Bewegung unabhängig sein von der Stromintensität, letztere also nur von der Menge der bewegten Elektricität abhängen (siehe hierüber weiter unten).

Fig. 452.




Wir wollen annehmen, in den zwei Elementen $ds$ und $ds_1$ der parallelen Leiter $AB$ und $CD$ seien im Ruhezustande die Aethermengen $m + \mu$ und $m_1 + \mu_1$ enthalten. Dann compensiren sich die Anziehungen derselben mit den durch den umgebenden Aether ausgeübten Kräften. Bewegen sich aber in den Elementen die Aethermengen $m$ und $m_1$ nach derselben Richtung und mit der gleichen Geschwindigkeit $v$, so werden von $ds$ auf $ds_1$ folgende vier Kräfte ausgeübt: 1) Die Abstossung des bewegten Aethers $m$ in $ds$ auf den bewegten Aether $m_1$ in $ds_1$. Da die relative Geschwindigkeit von $m$ gegen $m_1$ gleich Null ist, so ist diese Kraft $+ \frac{m m_1}{r^2}$. 2) Die Wirkung des in $ds$ ruhenden Aethers $\mu$ und des umgebenden Aethers auf $m_1$. Wäre $m$ in Ruhe, so würde die Wechselwirkung von $m$ und $m_1$ durch diese Wirkung gerade compensirt, sie wäre also $- \frac{m m_1}{r^2}$. Da sich aber $m_1$ gegen $\mu$ hin bewegt, so ist die Wirkung gleich $- \frac{m m_1}{r^2} \left[1 + \varphi(- v \cos \vartheta) + \psi\left(r, \frac{v^2}{r}(1 - \cos^2 \vartheta)\right)\right]$.
3) Die Wirkung des bewegten Aethers $m$ in $ds$ auf den in $ds_1$ ruhenden Aether $\mu_1$. Wäre $m$ in Ruhe, so würde diese Kraft durch die Einwirkung von $m$ auf den in $ds_1$ ruhend gedachten Aether $m_1$ gerade compensirt. Sie betrüge also $- \frac{m m_1}{r^2}$. Da aber $m$ sich von $\mu_1$ fortbewegt, so

ist sie $-\frac{m m_1}{r^2}\left[1 + \varphi(+v\cos\vartheta) + \psi\left(r, \frac{v^2}{r}(1-\cos^2\vartheta)\right)\right]$. 4) Die Wechselwirkung des in $ds$ ruhenden Aethers $\mu$ und des umgebenden Aethers auf den in $ds_1$ ruhenden Aether $\mu_1$, welche gleich $-\frac{m m_1}{r^2}$ ist. — Die Summe dieser vier Wirkungen ist die Anziehung von $ds_1$ durch $ds$, wenn mit Edlund angenommen wird, dass sich die Wirkung der Aethertheilchen vollständig auf das Leiterelement $ds_1$ überträgt:

$$-\frac{m m_1}{r^2}\left[\varphi(+v\cos\vartheta) + \varphi(-v\cos\vartheta) + 2\psi\left(r, \frac{v^2}{r}(1-\cos^2\vartheta)\right)\right].$$

Fliessen in den Elementen $ds$ und $ds_1$ Ströme von der Intensität $i$ und $i_1$, so ist die Anziehung nach Ampère gleich

$$-\frac{k.ii_1\, ds\, ds_1}{r^2}(1 - {}^3/_2 \cos^2\vartheta).$$

Die Werthe $i\,ds$ und $i_1\,ds_1$ sind aber gleich $mv$ und $m_1 v$. Werden diese Werthe in die letzte Formel eingeführt und macht man $\vartheta = 90^0$, so folgt $\varphi = 0$ und $2\psi\left(r_0, \frac{v^2}{r_0}\right) = kv^2$. Hiernach setzt Edlund (da die Gleichung für jeden Werth von $r_0$ und $v$ gilt), auch $2\psi\left(r, \frac{v^2}{r}(1-\cos^2\vartheta)\right) = kv^2(1-\cos^2\vartheta)$. Wird $\vartheta = 0$ gesetzt, so dass die Elemente in einer geraden Linie liegen, so wird ähnlich $\varphi(+v) + \varphi(-v) = {}^1/_2 kv^2$. Die Function $\varphi(+v)$ muss immer negativ, $\varphi(-v)$ immer positiv sein. Entwickelt man daher $\varphi(\pm v\cos\vartheta)$ in eine Reihe und schneidet mit dem zweiten Gliede ab, so kann man hiernach setzen, wenn $a = const.$

$$\varphi(\mp v\cos\vartheta) = \mp a\, v\cos\vartheta - {}^1/_4\, k\, v^2\cos^2\vartheta.$$

Die directe Wirkung zwischen zweien, sich in zwei parallelen Leitern bewegenden Aethertheilchen wird demnach

$$-\frac{m m_1}{r^2}\left[1 - a v\cos\vartheta + {}^1/_2\, k v^2 (1 - {}^3/_2\cos^2\vartheta)\right], \quad . \quad . \quad \text{II)}$$

wo $v$ die relative Geschwindigkeit der Theilchen in der Richtung ihrer Bewegung ist.

Bewegen sich die Elektricitäten $m$ und $m_1$ in entgegengesetzter Richtung, oder will man annehmen, dass die Geschwindigkeiten ($v$ und $v_1$) derselben in den beiden Stromesleitern verschieden sind, so kann man, da es nur auf die relative Geschwindigkeit derselben ankommt, beiden eine Geschwindigkeit $(-v_1)$ ertheilen, welche der von $m_1$ gleich und entgegengesetzt ist. Die Wirkung wird dann sich ebenso gestalten, als wenn $m_1$ ruhte und $m$ die Geschwindigkeit $(v - v_1)$ hätte. Auch in diesem Fall stimmen die Formeln mit den Ampère'schen Resultaten überein.

1202 In einer ähnlichen Weise entwickelt **Edlund** die Inductionsgesetze, indem er annimmt, dass, wenn ein Strom an einer Stelle entsteht, die Gleichgewichtslagen der elektrischen Moleküle im Raum sowohl, wie in einem benachbarten geschlossenen Leiter geändert werden, und so während dieser Aenderung ein Inductionsstrom entsteht.

Ist $m_1$ ein ruhendes Theilchen des überall gleichmässig vertheilten Elektricitätsäthers in dem Leiterelement $ds_1$, und wird in seiner Nähe ein anderes Element $ds$, welches den Aether $m$ enthält, in einer Richtung bewegt, die mit der Verbindungslinie $r$ der Theilchen den Winkel $\varphi$ macht, so tritt dadurch eine durch die Formel (II, §. 1201) angegebene Abstossung ein. Zugleich aber addirt sich dazu die von dem umgebenden und (event.) an der früheren Stelle von $m$ zurückbleibenden, ruhenden Aether auf $m_1$ ausgeübte Abstossung, welche vorher im Ruhezustand von der Wechselwirkung von $m$ und $m_1$ herrührte, und demnach gleich $+\frac{m m_1}{r^2}$ ist.

Der Rest der Wirkung ist also für den ersten Moment der Bewegung und zwar in der Richtung der Verbindungslinie

$$-\frac{m m_1}{r^2}\left[a\,v\cos\vartheta - {}^1/_2\,k\,v^2\left(1 - {}^3/_2\cos^2\vartheta\right)\right].$$

Setzen wir, wie oben $m.v = i\,ds$, ist $\mu_1$ die in der Raumeinheit von $ds_1$ enthaltene Aethermenge, also $m_1 = \mu_1\,ds_1$, multipliciren wir endlich obige Formel mit $\cos\vartheta_1$, wo $\vartheta_1$ der Winkel zwischen dem inducirten Element und $r$ ist, und dividiren mit $\mu$, so erhalten wir die in der Richtung von $ds_1$ inducirte, die Einheit des Elektricitätsäthers beschleunigende elektromotorische Kraft:

$$-\frac{i}{r^2}\left[a\cos\vartheta - {}^1/_2\,k\,v\left(1 - {}^3/_2\cos^2\vartheta\right)\right]\cos\vartheta_1\,ds\,ds_1.$$

Bei der Integration verschwindet das Glied $\frac{k\,v\,i}{2\,r^2}\cos\vartheta_1\,ds\,ds_1$, so dass die endliche Formel für die inducirte elektromotorische Kraft

$$-\frac{i}{r^2}\left(a\cos\vartheta + {}^3/_4\,k\,v\cos^2\vartheta\right)\cos\vartheta_1\,ds\,ds_1$$

ist. Da indess die Induction nicht mit dem ersten Augenblick abgeschlossen ist, sondern eine längere Zeit mit abnehmender Stärke andauert, indem die Moleküle des Aethers im Leiter und im Raum nur allmählich ihre Gleichgewichtszustände erreichen, so muss obiger Werth noch mit einer Function $F(r)$ multiplicirt werden.

Da nach **W. Weber** $\frac{1}{\sqrt{k}} = 440.10^6\,\frac{\text{Meter}}{\text{Sec.}}$, $v$ nach den Versuchen von **Fizeau** und **Gounelle** (die indess doch nur die Ladungszeit der Leiter, nicht die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektricität angeben) höchstens $180.10^6\,\frac{\text{Meter}}{\text{Sec.}}$ ist, so soll nach **Edlund** das

zweite Glied in der Formel gegen das erste zu vernachlässigen sein. Dasselbe fällt stets fort, wenn der inducirende und inducirte Kreis geschlossen ist und beide durch dieselbe Ebene in zwei symmetrische Hälften getheilt werden können, und man nun die gesammte Inductionswirkung des einen auf den anderen berechnet.

Aus den Versuchen von Felici (§. 709 u. flgde.) leitet endlich Edlund ab, dass $F(r) = const.\ r$ ist, so dass die endliche Formel für die inducirte elektromotorische Kraft unter den so eben angegebenen Bedingungen wird: 1203

$$E = - Const.\ i \int \frac{1}{r} \cos \vartheta \cos \vartheta_1\, ds\, ds_1.$$

Diese Formel ist von Sundell[1]) experimentell geprüft worden, indem er zwei grössere oder zwei kleinere Holzscheiben von resp. im Mittel 21,7 und 7,1 Ctm. Durchmesser, in deren vertieften Rand Windungen gewickelt waren, zunächst conaxial einander gegenüberstellte und durch einen Commutator bewirkte, dass beim Durchleiten des Stromes durch die eine Drathrolle in der anderen nur die Oeffnungsströme zu Stande kamen. Es wurden je 80 solcher Ströme inducirt und durch ein Weber'sches Galvanometer geleitet. Bei Ausführung der Integration erhält man die Intensität des inducirten Stromes:

$$I = Const.\ 4\pi R^2 i l m n \int_{-R}^{+R} \frac{\sqrt{R^2 - y^2}}{(R^2 + R_1^2 + z^2 + 2Ry)^{3/2}}\, ds,$$

wo $l$ das Leitungsvermögen des inducirten Kreises, $R$ und $R_1$, sowie $m$ und $n$ die Radien und Windungszahlen des inducirten und inducirenden Kreises bezeichnen, $z$ der Abstand ihrer Centren ist.

Die Beobachtung stimmte gut mit der Rechnung überein. Es war z. B.:

| $z$ | $I$ beob. | $I$ ber. |
|---|---|---|
| 1,5 Ctm. | 176,0 | 176,7 |
| 15 | 93,3 | 93,4 |
| 25 | 46,8 | 46,6 |
| 40 | 17,9 | 18,1 |

Werden ferner die Kreise so gestellt, dass die Ebene des einen die des anderen halbirt, und die Ebenen beider Kreise auf einander senkrecht stehen, so sollte der Einfluss des zweiten Gliedes der im vorigen Paragraph entwickelten Formel hervortreten, wenn man dem inducirenden Strom abwechselnd entgegengesetzte Richtung giebt. Dabei wechselt das erste Glied der obigen Formel sein Zeichen, das zweite bleibt unverändert. Die halbe Summe der beide Mal beobachteten Ausschläge des Galvanometers sollte

[1]) Sundell, Oefversigt af Kongl. Vetenskaps-Academ. förhandl. 1872. Nro. 2, p. 63*.

also dem letzteren entsprechen. Indess ergiebt sich dasselbe so klein, dass eine Prüfung der Richtigkeit der Formel in dieser Art unmöglich erscheint.

1204 Zur Erklärung der elektrolytischen Erscheinungen nimmt Edlund[1]) an, die Moleküle der verschiedenen Körper condensiren den Aether in verschiedenem Maasse auf ihrer Oberfläche; so z. B. die Chlor- und Wasserstoffmoleküle $m_{Cl}$ und $m_H$ die ungleichen Aethermengen $e_{Cl}$ und $e_H$, bis die Anziehungen zwischen den Molekülen und einem äusseren Aethermolekül gleich ist der Abstossung des letzteren gegen den condensirten Aether auf den Molekülen. Vereinen sich $m_{Cl}$ und $m_H$ zu einem Molekül Chlorwasserstoff, so soll dieses Molekül die gesammte Aethermenge $e_{Cl} + e_H$ behalten, indess in Folge der ungleichen Anziehung ein Theil derselben auf $m_H$ übergehen, wodurch $m_H$ positiv, $m_{Cl}$ negativ elektrisch in der Verbindung erscheint. Bewegt sich ein Aethertheilchen $m$ im Strom gegen das Chlorwasserstoffmolekül hin, ein anderes auf der entgegengesetzten Seite fort, so ist die Gesammtanziehung auf $m_1$ in jenem Molekül nach den Formeln des §. 1201

$$-\frac{m m_1}{r^2}\left[(1 - av + {}^1/_2\, kv^2) - (1 + av + {}^1/_2\, kv^2)\right] = + \frac{m m_1}{r^2}\, av,$$

wo wegen der grossen Nähe der wirkenden Elektricitäten event. für $r^2$ eine höhere Potenz von $r$ zu setzen ist.

Die Kraft wirkt also in der Richtung des der positiven Elektricität entsprechenden Aetherstromes. Hierdurch wird $m_H$ mit seinem Ueberschuss von Aether nach der Seite des abfliessenden, $m_{Cl}$ nach der Seite des zufliessenden Aethers im Strom gewendet. Zugleich wird noch mehr Aether im Chlorwasserstoffmolekül von $m_{Cl}$ nach $m_H$ übergeführt, bis die äusseren Kräfte so gross sind, dass sich $m_{Cl}$ und $m_H$ trennen, um sich sodann mit den entgegenkommenden Atomen der benachbarten Chlorwasserstoffmoleküle wieder zu vereinigen u. s. f. Die Grösse der Zerlegungskraft, also auch die Schnelligkeit der Zersetzung ist also $m_I v$, d. h. der Intensität des Stromes an jeder Stelle des Elektrolyten proportional. Die Scheidungskräfte, welche sich in Folge der ungleichen Dichtigkeit des im Leiter oder auf seiner Oberfläche ruhenden Aethers zu den eben betrachteten addiren, sind zu vernachlässigen.

Da schon sehr schwache Ströme die Elektrolyte zersetzen, so muss angenommen werden, dass die Aethermoleküle in denselben von dem einen Bestandtheil zum anderen mit grosser Leichtigkeit durch die äusseren Anziehungen übergeführt werden.

Auch die mechanischen Fortführungen der Flüssigkeiten bei der elektrischen Endosmose würden durch die innige Vereinigung der Aethermoleküle und Körpermoleküle in Folge der Fortschiebung der ersteren im Strom bedingt sein.

---

[1]) Edlund, Pogg. Ann. Bd. CXLIX, S. 87. 1873*.

In Betreff des magnetischen Verhaltens der Körper ist nur so viel 1205
ziemlich sicher, dass die Magnetisirung der magnetisirungsfähigen Stoffe in einer Einstellung der permanent magnetischen Moleküle besteht. Hierüber lassen wohl die Wechselbeziehungen zwischen dem mechanischen und magnetischen Verhalten der Körper keinen Zweifel. Worauf aber der Magnetismus der Moleküle beruht, können wir nur aus der Analogie ihres Verhaltens mit dem eines kleinen in sich geschlossenen Kreisstrom vermuthen. Nehmen wir solche Ströme an, die in festen Bahnen um die Molekularmagnete circuliren, so lassen sich alle bisher über das Wesen der Ströme aufgestellten Hypothesen, sei es zweier gegen einander laufender oder nur eines Elektricitätsstromes, sei es einer Aetherbewegung, wobei immer die Fernewirkung der Elektricitäten nach dem Weber'schen Gesetz angenommen wird, auf dieselben übertragen. Dass diese Ströme, weil sie in ihren unendlich kleinen Bahnen keinen Widerstand finden, unendlich lange andauern sollen, ist schwierig anzunehmen, sobald man die Elektricitätsbewegung an das Vorhandensein körperlicher Massen knüpft, an denen stets eine Art Reibung der Elektricitäten unter Wärmeerzeugung und Verlust an Bewegung stattfinden würde. Man müsste denn besondere rotatorische Bewegungen der Moleküle selbst mit ihren Elektricitäts- oder Aetherhüllen annehmen.

Auch die diamagnetischen Erscheinungen würden sich durch die Induction dauernder Ströme oder Aetherrotationen um die Moleküle in den diamagnetischen Körpern durch die Einwirkung des Magnetes oder Stromes erklären lassen, wo aber dieselbe Schwierigkeit zu Tage träte, wie bei der Annahme der magnetischen Molekularströme.

Die magnetische Drehung der Polarisationsebene folgt ebenso aus der Fernewirkung zwischen den bewegten Elektricitäten und Lichtäthertheilchen, wenn man nach C. Neumann für die Wechselwirkung derselben das Weber'sche Gesetz, event. mit Abänderung der darin vorkommenden Functionen der Geschwindigkeit und Beschleunigung der elektrischen Massen annimmt. Bei der Identificirung der Elektricität mit dem Lichtäther folgt dies noch directer. Freilich ist dabei zu beachten, dass die Versuche von Verdet nicht vollständig mit den Resultaten der Theorie übereinstimmen.

Die bisher aufgestellten Theorieen setzen alle, ähnlich wie die 1206
Theorie der allgemeinen Gravitation, eine Wirkung von Kräften voraus, welche in die Ferne wirken, mögen sie nun momentan von einem Körper zum anderen sich fortpflanzen oder eine gewisse Zeit dazu brauchen. Wir werden noch später auf die Untersuchung zurückkommen, ob die hierbei gemachten Annahmen mit dem Princip von der Erhaltung der Kraft in Uebereinstimmung sind.

Neben diesen Theorieen lassen sich aber noch andere aufstellen, welche die Annahme einer unmittelbaren Fortpflanzung der Wirkungen von Theilchen zu Theilchen durch den Raum von einem Körper zum an-

deren zur Grundlage haben, sei es, dass das Medium, welches die Elektricitätsbewegungen vermittelt und durch welches diese Fortpflanzung geschieht, der Lichtäther selbst ist oder ein besonderer Stoff.

Schon Gauss suchte nach einer Ableitung der elektrodynamischen Wirkungen aus der Annahme einer eine bestimmte Zeit erforderlichen Fortpflanzung derselben, ähnlich wie der des Lichtes [1]). Wie wir schon Thl. II, §. 573 erwähnten, hat auch Faraday die magnetischen Fernewirkungen durch die Annahme eigenthümlicher Magnetkraftlinien, die sich von den Magnetpolen im Magnetfelde ausbreiteten, sich in den Magneten verdichten u. s. f., bildlich ausgedrückt. Er meinte, die Körper, welche von den Kraftlinien getroffen würden, wären dadurch in einen dauernden, elektrotonischen Zustand [2]) versetzt, dessen Aenderungen z. B. zu Inductionsströmen u. s. f. Veranlassung geben könnten. Ein vollständig, mathematisch klarer Ausdruck, in welcher Weise eigentlich die Wirkungen hierbei ausgeübt werden, ist indess nicht von ihm gegeben worden.

1207 Jedenfalls können die Magnetkraftlinien Faraday's ein sehr bequemes und anschauliches Bild der Veränderung des Potentials der von gewissen Punkten des Raumes ausgehenden magnetischen Kräfte auf andere Punkte des Raumes bieten, wenn wir sie als die Linien auffassen, welche auf den Flächen gleichen magnetischen Potentials senkrecht stehen und somit die Richtung der in jedem Punkt des Mediums auf ein magnetisches Theilchen wirkenden Kraft angeben [3]).

Denken wir uns einen Magnetpol von dem magnetischen Fluidum Eins (in elektromagnetischem Maass), um denselben eine Kugelfläche vom Radius Eins gelegt, und zu jedem Oberflächenelement von der Einheit der Fläche eine radiale Linie von dem Pol aus gezogen, so sind im Ganzen $4\pi$ solcher Linien vorhanden.

Bringen wir ein magnetisirbares Theilchen in das Magnetfeld, so wird dasselbe im quadratischen Verhältniss zu der Entfernung $r$ von dem Magnetpol von immer weniger Kraftlinien getroffen, so dass die Zahl $n$ derselben, welche das Theilchen schneiden, die Kraft angiebt, mit der der Magnetpol auf das Theilchen wirkt. Der in dem magnetisirbaren Theilchen erzeugte Magnetismus wird $c\,\frac{\mu}{r^2}$ sein, wenn die magnetische Inductionsfähigkeit desselben gegen die der Luft gleich $\mu$ ist und $c$ von den Dimensionen des Theilchens abhängt.

Auch der Erdmagnetismus wird unmittelbar durch die Zahl der Kraftlinien bestimmt werden, die eine gegen seine Richtung senkrechte Ebene auf der Flächeneinheit schneiden. Diese Zahl ist der in absolutem Maasse ausgedrückten Intensität des Erdmagnetismus gleich.

---

1) Gauss' Werke, Bd. V, S. 629 (1845, März 19.)* — 2) Faraday, Exp. Res. Ser. I, §. 60. 1831*. — 3) Maxwell on Faraday's Lines of force. Transact. Cambridge Phil. Soc. Vol. X, Pt. I, p. 3. 1856*.

Denken wir uns ferner ein Element $ds$ eines Leiters in der Entfernung $r$ von einem Magnetpol in der Richtung einer Magnetkraftlinie bewegt, so wird in demselben kein Strom inducirt. Fliesst durch das Element ein Strom von der Intensität $i$, so wird bei der Bewegung keine Arbeit geleistet. Wird dasselbe aber senkrecht gegen die Magnetkraftlinie um die Entfernung $d\sigma$ bewegt, so wird in demselben ein Strom inducirt, dessen elektromotorische Kraft $\frac{1}{r^2}$ proportional ist. In der Entfernung $r$ schneidet aber das Element auf dem von ihm bei seiner Bewegung überfahrenen Viereck $ds\,d\sigma$ nur $\frac{1}{r^2}$ der Kraftlinien, wie in der einfachen Entfernung, so dass die inducirte elektromotorische Kraft der Zahl der von dem Element bei seiner Bewegung geschnittenen Kraftlinien proportional ist. 1208

Umgekehrt, fliesst ein Strom $i$ durch das Element, so ist die Arbeit, welche bei der Bewegung des Elementes geleistet wird, gleich $\frac{i.ds\,d\sigma}{r^2}$, also wiederum proportional der Zahl der geschnittenen Kraftlinien.

Denken wir uns einen geschlossenen Drathkreis, in dem ein Strom 1209
von der Intensität $i$ fliesst, vor dem Magnetpol aufgestellt, so ist das Potential des Poles auf denselben gleich $i$ multiplicirt mit dem körperlichen Winkel, welchen der vom Pol zu der Peripherie des Stromkreises gezogene Kegel in sich schliesst. Demselben Werth entspricht aber auch die Zahl der Magnetkraftlinien, welche die durch den Stromkreis umgrenzte Fläche schneiden. Wird der Stromkreis in der Weise bewegt, dass er einmal neben dem Pol vorbeigeht, und dann zu seiner früheren Stellung zurückkehrt, indem die von seiner Peripherie umgrenzte Fläche durch den Pol hindurchgeht, so ist die dabei geleistete Arbeit gleich der Gesammtänderung des Potentials des Poles auf den Stromkreis multiplicirt mit der Stromintensität, also gleich $4\pi i$. Eben diesem Werth entspricht die Zahl der von dem Stromkreis bei seiner Bewegung geschnittenen Magnetkraftlinien.

Umgekehrt ist wiederum die in dem Drathkreis inducirte elektromotorische Kraft proportional $4\pi$.

In allen Fällen sucht sich der Strom so zu bewegen, dass die Zahl der Magnetkraftlinien, welche ihn schneiden, anwächst, und stets ist die Arbeit dabei gleich der Zahl der zu den früher denselben schneidenden Linien hinzugekommenen Linien. Umschliesst also der Strom einen kleinen ebenen Schliessungskreis, der um irgend einen Punkt drehbar ist, so stellt er sich mit seiner Ebene gegen die Magnetkraftlinien senkrecht.

Bewegt sich um einen sehr langen, geraden Drath, dessen Enden mit einem langen und weiten Schliessungskreise verbunden sind, und durch den ein Strom von der Intensität $i$ fliesst, ein Magnetpol von der

Stärke Eins, so dass er einmal die vom Strom umschriebene Fläche schneidet, dann ausserhalb derselben zu seiner früheren Lage zurückkehrt, so ist wiederum die Arbeit gleich $4\pi i$. Wir können also annehmen, dass auch von dem geraden Strom als Begrenzung $4\pi$ Magnetkraftflächen ausgehen, deren Zahl direct der Arbeit entspricht, welche der Pol Eins bei seiner Bewegung während der Durchschneidung derselben leistet.

1210 Sind mehrere Pole oder geschlossene Ströme im Magnetfelde, so vereinen sich die Kraftlinien, welche alle auf den, den verschiedenen Kraftquellen gemeinsamen Flächen gleichen Potentials senkrecht stehen.

Werden die letzteren Flächen so gelegt, dass bei dem Uebergang eines Poles von der Einheit der Intensität von der einen zur nächst folgenden die Arbeit Eins geleistet wird, so kann man von einem bestimmten Ausgangspunkt ausgehend, jeder der auf einander folgenden Flächen einen bestimmten, stets um gleich viel sich ändernden Potentialwerth beilegen. Gehen diese Flächen aber von geschlossenen Stromkreisen aus, so werden diese Werthe vieldeutig, und zwar unterscheiden sich die einzelnen derselben um je $4\pi i$, da, wie wir gesehen, bei einmaligem Durchgang des Poles durch die Stromkreise und Rückkehr desselben zu dem Ausgangspunkt die Arbeit $4\pi i$ geleistet wird.

Der elektrotonische Zustand nach Faraday würde demnach gewissermaassen durch die elektromagnetische Potentialfunction an jeder Stelle des Magnetfeldes gemessen werden, da auch hier die Aenderungen des Potentials entsprechende Inductionswirkungen erzeugen.

Ganz analoge Verhältnisse würden sich für die Anziehungserscheinungen der statischen Elektricität ergeben.

1211 Das Verhalten der magnetischen Kräfte, wie sie durch die Magnetkraftlinien und Flächen gleichen Potentials dargestellt werden, bietet eine grosse Analogie mit dem Verhalten einer schwerelosen, nicht zusammendrückbaren Flüssigkeit, die sich durch ein widerstehendes Medium bewegt, so dass eine ihrer Geschwindigkeit proportionale Widerstandskraft, ähnlich wie eine Reibung, ihre Bewegung hemmt und so die Geschwindigkeit der Flüssigkeit an jeder Stelle nur der dieselbe bewegenden Druckdifferenz entspricht.

Schon Euler[1]) nahm ähnliche Bewegungen eines den Weltraum erfüllenden magnetischen Fluidums an, welches auf eine eigenthümliche

---

[1]) Euler's Briefe, deutsch v. Kries, 1794. Bd. III, Brf. 190 bis 197*. In Betreff einer hydrodynamischen Theorie des Magnetismus von Challis (zuletzt Phil. Mag. [4] Vol. XLIII, p. 401. 1872*), nach welcher beim Magnetisiren eines Eisen- oder Stahlstabes in einer bestimmten Richtung, bei magnetischen Einwirkungen in einem diamagnetischen Körper in entgegengesetzter Richtung eine Verdichtung der Moleküle erzeugt wird und dadurch eine Bewegung des zwischen denselben befindlichen Aethers von den dünneren zu den dichteren Stellen bewirkt wird, müssen wir auf die Originalabhandlungen verweisen.

Weise in den Nordpol der Magnete ein- und aus dem Südpol derselben austreten sollte, um durch den äusseren Raum zum Nordpol zurückzufliessen.

Vollständiger ist indess die obige Analogie von Maxwell (l. c.) begründet worden. Verzeichnet man in einer nach obiger Hypothese sich bewegenden Flüssigkeit Flächen gleichen Drucks, so steht die Flüssigkeitsströmung auf denselben senkrecht. Ist dann $h$ der Abstand zweier solcher benachbarter Flächen, zwischen denen die Druckdifferenz gleich Eins ist, so ist die Druckdifferenz für die Entfernung Eins gleich $\frac{1}{h}$, und wird der Flüssigkeit dadurch die Geschwindigkeit $v$ ertheilt, so muss, wenn $k$ der Reibungscoëfficient ist,

$$k \, . \, v = \frac{1}{h}$$

sein.

Geht ferner die Flüssigkeitsströmung von einem Centrum aus, so dass von demselben aus in der Zeiteinheit nach allen Seiten zusammen das Volumen Eins der Flüssigkeit fliesst, und diese Menge in der Zeiteinheit durch jede um das Centrum gelegte Kugelschale hindurchgeht, so muss an jeder Stelle einer mit dem Radius $r$ um das Centrum beschriebenen Kugelschale die radiale Geschwindigkeit $v$ des Flusses $v = \frac{1}{4\pi r^2}$ sein.

Ist $p$ der Druck an der betreffenden Stelle, $k$ der Widerstand, den die Flüssigkeitsbewegung findet, so muss, damit dieselbe sich nicht beschleunige, $k v = \frac{\partial p}{\partial r} = -\frac{k}{4\pi r^2}$, oder $p = \frac{k}{4\pi r}$ sein. Der Druck $p$ nimmt also proportional mit der Entfernung von dem Centrum ab. Es ist ersichtlich, dass somit die Flächen gleichen Drucks den Flächen gleichen Potentials direct entsprechen, wenn vom Centrum eine Attractionskraft ausgeht; dass analog die die Flüssigkeit beschleunigende Kraft $\frac{\partial p}{\partial r}$ der Aenderung des Potentials oder der Aenderung der Zahl der Kraftlinien von einem Oberflächenelement einer solchen Fläche zu dem einer benachbarten Fläche entspricht. Flösse daher von einem Magnetpol ein Strom einer nicht zusammendrückbaren Flüssigkeit durch den Raum oder zu einem entgegengesetzten Magnetpol hin, so könnten die Erscheinungen des Druckes der Flüssigkeit völlig die Vertheilung der magnetischen Kraft im Magnetfelde darstellen.

In einem auf gewöhnliche Weise gleichförmig magnetisirten Stabe, in dem also die magnetische Vertheilung in parallelen Fasern statt hat (solenoidale oder tubulare Vertheilung), würden die einzelnen, axial gerichteten Molekularmagnete gewissermaassen Flüssigkeitszellen darstellen. Die aus der einen austretende Flüssigkeit würde in die andere eintreten und erst an den Enden des Magnetes würden sich mit Ausbreitung der Flüssigkeit Druckverschiedenheiten ergeben, so dass gewissermaassen die Flüssigkeits-

quellen an die Enden verlegt wären, von denen die eine, z. B. eine positive, ausgebende, die andere eine negative, aufsaugende wäre [1]).

1212 Aehnliche Analogieen lassen sich noch anderweitig aufstellen. So ist von W. Thomson [2]) nachgewiesen worden, dass die Formeln, welche die Gesetze der Anziehungen nach dem umgekekrten Quadrat der Entfernung, z. B. für Elektricitätsmengen und ebenso für magnetische Fluida darstellen, die auf der Oberfläche der Körper verbreitet sind, in gewissen Beziehungen mit den Formeln übereinstimmen, welche die Bewegungen der Wärme bei ihrer Leitung durch die Körper darstellen, indem die bei den ersteren vorkommenden Potentialfunctionen an den verschiedenen Punkten der Körper bei letzteren durch den Temperaturüberschuss, die resultirenden Anziehungen bei ersteren durch den resultirenden Wärmefluss bei letzteren ersetzt werden. Wollte man daher auch eine Fortpflanzung der Bewegung von magnetischen Fluidis, analog der Wärmebewegung, annehmen, wie sie etwa in den Magnetkraftlinien stattfände, so würden sich auch hier dieselben Gesetze ergeben, wie sie aus der früheren Annahme der Fernewirkung der Magnetismen folgen. Die Wirkungen eines in das Magnetfeld gebrachten Eisenstabes würden dann sich mit dem Einlegen eines gut leitenden Körpers in ein schlecht leitendes Medium vergleichen lassen, und umgekekrt ein diamagnetischer Körper in einem magnetischen oder weniger diamagnetischen Medium sich analog, wie ein schlecht leitender Körper in einem gut leitenden Medium verhalten.

Ferner hatte Helmholtz [3]) nachgewiesen, dass eine in Wirbelbewegung befindliche Flüssigkeitsmasse *a*, deren Bewegungen nicht auf die gewöhnlichen hydrodynamischen Gleichungen zurückgeführt werden können, einem anderen Theilchen *b* der Flüssigkeitsmasse eine Geschwindigkeit ertheilt, welche senkrecht steht auf der durch die Rotationsaxe und das zweite Theilchen gelegten Ebene; und dass die Geschwindigkeit dem Volum von *a*, dem Sinus des Winkels zwischen der Rotationsaxe und Linie *ab* direct und dem Quadrat der Entfernung *ab* umgekehrt proportional ist. Es wirkt also die wirbelnde Flüssigkeit auf das Theilchen *b* nach demselben Gesetz, wie ein Stromelement, dessen Richtung mit der Axe des Wirbels zusammenfällt, auf einen im Punkt *b* befindlichen Magnetpol wirkt.

Selbstverständlich schliessen diese Analogieen in den Formeln noch nicht unmittelbar eine endgültige Erklärung der magnetischen und diamagnetischen Erscheinungen in sich. Wohl aber sind sie für die mathematische Behandlung derselben von grosser Wichtigkeit und zeigen die Möglichkeit, dass man jene Phänomene auch auf andere Weise, als durch Annahme von Fernewirkungen, begründen könnte.

---

1) Weiteres vergl. Maxwell l. c. — 2) W. Thomson, Phil. Mag. [4] Vol. VII, p. 502 und Vol. VIII, p. 42. 1854*. — 3) Helmholtz, Crelles' Journ. Bd LV, S. 1. 1859*.

Ganz allgemein, ohne besondere aprioristische Annahmen über eine bestimmte Bewegung eines von ihm angenommenen magnetisch-elektrischen Mediums, hat später Maxwell[1]) die elektrisch-magnetischen Erscheinungen behandelt, und dabei neben vielen, durch die Erfahrung gewonnenen und schon aus obigen Hypothesen folgenden Resultaten noch andere interessante Folgerungen gezogen. Wir wollen ihrer grösseren Allgemeinheit willen diese Theorie etwas ausführlicher mittheilen. 1213

Wird in einem Leiter ein Strom durch eine elektromotorische Kraft, z. B. durch Bewegung im Magnetfelde erzeugt, so wird dabei stets kinetische Energie hervorgebracht, die sich theils als Wärme im Leiter selbst, theils als Arbeit, z. B. beim Treiben einer magnetelektrischen Maschine, theils auch als Steigerung der Intensität des Stromes, also der lebendigen Kraft der Elektricitätsbewegung selbst äussert. Nimmt man daher an, dass überhaupt hierbei theils der Leiter selbst, theils die Theilchen eines Mediums bewegt sind, welches durch seine Bewegung den elektrischen Strom in den Leitern oder auch die Uebertragung dieser Bewegung auf andere Leiter, wie bei der Induction, vermittelt, so kann man auf diese Bewegungen die Bewegungsgleichungen von Lagrange anwenden. Wir lassen dabei vorläufig unbestimmt, ob jenes Medium der Lichtäther selbst ist, wie Faraday[2]) vermuthete.

Ist die Lage der einzelnen materiellen Punkte $a_1\, a_2 \ldots$ eines Systems durch die allgemeinen Coordinaten $\psi_1, \psi_2 \ldots \varphi_1, \varphi_2 \ldots$ gegeben, bezeichnen $\dot\psi = \frac{d\psi}{dt}$ u. s. f. die Geschwindigkeiten der Punkte nach der Richtung dieser Coordinaten, sind $\Psi_1\, \Psi_2 \ldots \Phi_1\, \Phi_2$ die nach der Richtung der $\psi, \varphi \ldots$ auf die Punkte wirkenden Componenten der bewegenden Kräfte, also $p_\psi = \int \Psi\, dt$ u. s. f. die ihnen entsprechenden Bewegungsmomente zur Zeit $t$, sind endlich $T$ die lebendigen Kräfte der einzelnen Punkte, so ist nach Lagrange allgemein: 1214

$$\Psi = \frac{dp_\psi}{dt} - \frac{dT}{d\psi}; \qquad \Phi = \frac{dp_\varphi}{dt} - \frac{dT}{d\varphi} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{I)}$$

oder, da $p_\psi = \frac{dT}{d\dot\psi}$ u. s. f. ist:

$$\Psi = \frac{d}{dt}\left(\frac{dT}{d\dot\psi}\right) - \frac{dT}{d\psi}; \qquad \Phi = \frac{d}{dt}\left(\frac{dT}{d\dot\varphi}\right) - \frac{dT}{d\varphi} \quad . \quad . \quad \text{II)}$$

wo die für die einzelnen Punkte gültigen Werthe von $p_\psi, \psi, \Psi; p_\varphi, \varphi, \Phi$ u. s. f. nach einander einzufügen sind. — Da die lebendige Kraft $T$

1) J. Clerk Maxwell, A dynamic theory of the Elektromagnetic field. Phil. Trans. 1864. p. 459*; ausführlicher in Treatise on Elektricity and Magnetism. Vol. II, p. 195 und flgde. 1873*. — 2) Faraday, Thoughts on Ray vibrations. Phil. Mag. 1846*.

eine homogene Function zweiten Grades in Bezug auf die Geschwindigkeiten $\dot{\psi}$, $\dot{\varphi}$ u. s. f. ist, so kann man sie schreiben

$$T = {}^1/_2\,(P_{11}\,\dot{\psi}_1^2 + 2\,P_{12}\,\dot{\psi}_1\,\dot{\psi}_2 + \cdots),$$

wo $P_{11} = \frac{\partial^2 T}{\partial\,\dot{\psi}_1^2}$, $P_{12} = \frac{\partial^2 T}{\partial\,\dot{\psi}_1\,\partial\,\dot{\psi}_2}$ u. s. f. nur Functionen der Coordinaten sind.

Die lebendige Kraft hängt also von Gliedern ab, welche sowohl Quadrate der einzelnen Geschwindigkeiten, wie auch Producte derselben enthalten.

1215 Bewegt sich ein System von Leitern, in denen Ströme fliessen, so kann ein Theil $T_m$ der kinetischen Energie in der Bewegung der materiellen Massen, ein anderer $T_e$ in der der Elektricitäten, ein dritter $T_{me}$ in der relativen Bewegung beider gegen einander begründet sein. Bezeichnen wir die unbestimmten Coordinaten der Massen mit $x$, die der Elektricitäten mit $\xi$; so sind diese drei Theile der kinetischen Energie:

$$\begin{aligned}
T_m &= {}^1/_2\,L_{m1}\,\dot{x}_1^2 + {}^1/_2\,L_{m2}\,\dot{x}_2^2 \cdots + M_{m12}\,\dot{x}_1\,\dot{x}_2 + \cdots\cdots \\
T_e &= {}^1/_2\,L_{e1}\,\dot{\xi}_1^2 + {}^1/_2\,L_{e2}\,\dot{\xi}_2^2 \cdots + M_{e12}\,\dot{\xi}_1\,\dot{\xi}_2 + \cdots\cdots \\
T_{me} &= \quad L_{me1}\,\dot{x}_1\,\dot{\xi}_1 + \cdots\cdots
\end{aligned}$$

wo die Coëfficienten der Quadrate und Producte der Geschwindigkeiten $\dot{x}$ und $\dot{\xi}$ Functionen der Coordinaten $x$ und $\xi$ sein können. Fliessen aber neben einander verschiedene Ströme von constanter Intensität in ruhenden Leitern, so sind die lebendigen Kräfte $T$ constant und ebenso die Geschwindigkeiten $\dot{\xi}$, obgleich die Werthe $\xi$ sich ändern. Letztere können also in den Gleichungen nicht vorkommen, und die Coëfficienten sind nur Functionen der Coordinaten $x$.

Nach der Formel von **Lagrange** können wir die Kräfte $X$ entwickeln, welche die Coordinaten $x$ ändern, also die Leiter selbst bewegen, und die Kräfte $\Xi$, welche die Coordinaten $\xi$ und die Geschwindigkeiten $\dot{\xi}$ bestimmen, also die elektromotorischen Kräfte in den Leitern. Die Kräfte $X$ sind:

$$X = \frac{d}{dt}\left(\frac{d\,T}{d\,\dot{x}}\right) - \frac{d\,T}{d\,x}.$$

Sie lassen sich in drei Theile $X_m + X_e + X_{me}$ zertheilen, von denen $X_m$ rein mechanische, den mechanischen Bewegungen des Systems entsprechende, hier nicht zu behandelnde Kräfte darstellt, $X_e$ die elektromagnetischen Kräfte, welche in Folge der Wechselwirkung der bewegten Elektricitäten mechanische Bewegungen verursachen, $X_{me}$ endlich Kräfte zwischen den Massen und Elektricitäten bezeichnen. Wir erhalten $X_e$ und $X_{me}$ durch Einführung von $T_e$ und $T_{me}$ in die obige Gleichung.

Da $T_e$ die Geschwindigkeiten $\dot{x}$ nicht enthält, so wird

$$X_e = -\frac{d\,T_e}{d\,x}.$$

Die Kraft also, welche die elektromagnetische Wechselwirkung der bewegten Elektricitäten compensirt, ist gleich dem negativen Differentialquotienten der kinetischen Energie der Elektricitäten in Bezug auf die Coordinate $x$.

Ferner ist

$$X_{me} = \frac{d}{dt}\left(\frac{d\,T_{me}}{d\dot{x}}\right) - \frac{d\,T_{me}}{dx}.$$

Da $T_{me}$ nur Producte der Geschwindigkeiten $\dot{x}$ mit den den Stromintensitäten proportionalen Geschwindigkeiten $\dot{\xi}$ enthält, so entspricht das erste Glied einer mechanischen Kraft, welche nur bei einer Aenderung der Stromintensitäten auftritt, bei Constanz derselben verschwindet. — Indess lässt sich eine solche Kraft noch nicht nachweisen, wie sie sich zeigen müsste, wenn die Elektricität eine bestimmte Masse besässe.

Hängte z. B. Maxwell eine flache Spirale in horizontaler Ebene an 1216
einem verticalen, ihr coaxialen Drath auf und leitete mittelst dieses Drathes und eines unterhalb in einen Quecksilbernapf tauchenden Verticaldrathes einen Strom plötzlich hindurch, so änderte sich die durch Spiegelablesung bestimmte Lage der Spirale nicht, wenn die Wirkung des Erdmagnetismus durch einen angenäherten Magnet compensirt war. Der zweite Theil von $X_{me}$ würde in Wirksamkeit treten, wenn der Leiter bewegt würde. Hierzu befestigte Maxwell eine cylindrische Drathspirale an einer gegen ihre Axe senkrechten Axe und liess letztere in zwei, an den Enden des Horizontaldurchmessers eines verticalen Metallringes angebrachten Metalllagern ruhen. Die Drathspirale war so äquilibrirt, dass ihr Trägheitsmoment in der Richtung ihrer Axe etwas kleiner war, als in der auf letzterer und der Aufhängungsaxe senkrechten Richtung. Der Metallring wurde um eine verticale Axe, die zugleich die Zuleitung des Stromes zur Spirale vermittelte, in Rotation versetzt. Würde in der Spirale die Elektricität als eine Masse rotiren, so hätte sich hierbei ihre Axe, die gegen die verticale Drehungsaxe ein wenig geneigt war, verstellen müssen. Dies fand indess nicht statt, auch nicht bei Einlegen eines Eisenkernes in die Spirale.

Soweit diese, noch nicht als definitiv anzusehenden Versuche schliessen lassen, ist also keine aus der relativen Verschiebung der materiellen und elektrischen Theile entspringende Kraft zu beobachten.

Die auf die Elektricitäten wirkenden elektromotorischen Kräfte sind 1217

$$\Xi = -\frac{d}{dt}\left(\frac{d\,T}{d\dot{\xi}}\right) - \frac{d\,T}{d\xi}.$$

Da aber $T$ keine Glieder mit $\xi$ enthält, so fällt das letzte Glied fort.

Von den drei Theilen von $\Xi$, nämlich $\Xi_m$, $\Xi_e$ und $\Xi_{me}$ ist der erste,

der die Wirkung auf die Massen betrifft, gleich Null, da $T_m$ kein $\dot{\xi}$ enthält. Der zweite ist

$$\Xi_e = -\frac{d}{dt}\left(\frac{d\,T_e}{d\,\dot{\xi}}\right),$$

worin $\frac{d\,T_e}{d\,\dot{\xi}}$ die Intensitäten nur in der ersten Potenz enthält. Er entspricht der inducirten elektromotorischen Kraft. Der dritte Theil, welcher $\frac{d\,T_{me}}{d\,\dot{\xi}}$, also nur eine lineare Function der Geschwindigkeit $\dot{x}$ der Leiter enthielte, würde eine elektromotorische Kraft ergeben, die unabhängig von allen Strömen nur durch die Aenderung der Geschwindigkeit der Leiter erzeugt würde. Auch diese ist noch nicht beobachtet worden.

Von allen Kräften bleiben also nur die von

$$T_e = \tfrac{1}{2} L_{e1}\,\dot{\xi}_1^2 + \tfrac{1}{2} L_{e2}\,\dot{\xi}_2^2 \cdots + M_{e12}\,\dot{\xi}_1\,\dot{\xi}_2 + \cdots \quad . \quad . \quad 1)$$

abhängigen, welche lebendige Kraft nur die Quadrate und die Producte der den Stromintensitäten proportionalen Geschwindigkeiten $\dot{\xi}$ der Elektricitäten enthält. Die mit den Producten $\dot{\xi}_1\,\dot{\xi}_2$ versehenen Glieder deuten auf einen Antheil der lebendigen Kraft, welcher von der Intensität je zweier der auf einander wirkenden Ströme abhängt. Es muss also ein dem entsprechendes Bewegtes vorhanden sein, welches ebensowohl in den Leitern, als in dem dieselben umgebenden Raum sich befinden kann.

1218 Zur Bestimmung der elektrodynamischen und elektromagnetischen Erscheinungen haben wir dann die Gleichung der Kraft [1])

$$X = -\frac{d\,T}{d\,x}.$$

Sind z. B. zwei Leiter gegeben, in denen constante Ströme von der Intensität $\dot{\xi}_1$ und $\dot{\xi}_2$ fliessen, und sind die Leiter in ihrer Form unveränderlich und bewegen sich durch ihre gegenseitige elektrodynamische Wirkung in einer Richtung $x$, so sind $L_1$ und $L_2$ von $x$ unabhängig; also die Kraft, welche ihre Wirkung compensirt:

$$X = -\frac{d\,T}{d\,x} = \frac{d\,M_{12}}{d\,x}\cdot\dot{\xi}_1\,\dot{\xi}_2.$$

Sind $\dot{\xi}_1$ und $\dot{\xi}_2$ von gleichen Zeichen, so ist $x$ positiv; die dieser Kraft entgegengesetzte Wechselwirkung der Leiter sucht sie also einander zu nähern.

---

[1]) Wir lassen im Folgenden die Indices $e$ fort.

Der Werth $M_{12}$ entspricht in dieser, mit den aus der Erfahrung gewonnenen Sätzen übereinstimmenden Formel dem Potential der Leiter auf einander, wenn beide vom Strom Eins durchflossen sind.

Zur Bestimmung der inducirten elektromotorischen Kraft haben wir die Gleichung

$$\Xi = \frac{d}{dt}\left(\frac{dT}{d\dot{\xi}}\right) = -\frac{dp}{dt},$$

wo $p = \frac{dT}{d\dot{\xi}}$ das „elektrokinetische Bewegungsmoment" des betreffenden Leiters, eine lineare Function der Stromintensitäten ist.

Sind also z. B. zwei lineare Leiter gegeben, in denen Ströme von 1219
der Intensität $\dot{\xi}_1$ und $\dot{\xi}_2$ fliessen, sind in denselben, etwa durch die chemische Action die elektromotorischen Kräfte $E_1$ und $E_2$ thätig, denen sich, entsprechend den Ausführungen des §. 1169, die Widerstandskräfte $R_1 \dot{\xi}_1$ und $R_2 \dot{\xi}_2$ entgegenstellen, so ist

$$T = {}^1/_2 L_1 \dot{\xi}_1^2 + {}^1/_2 L_2 \dot{\xi}_2^2 + M_{12} \dot{\xi}_1 \dot{\xi}_2, \text{ also}$$

$$E_1 = R_1 \dot{\xi}_1 + d \, \frac{L_1 \dot{\xi}_1 + M_{12} \dot{\xi}_2}{dt}$$

und

$$E_2 = R_2 \dot{\xi}_2 + d \, \frac{L_2 \dot{\xi}_2 + M_{12} \dot{\xi}_1}{dt}.$$

Es sind dies die bekannten Inductionsgesetze, welche, wenn z. B. die Leiter unveränderlich, und somit $L$, $N$, $M$ constant sind, vollkommen mit den §. 786 entwickelten Gleichungen zusammenfallen. Die Werthe $L_1$ $L_2$ sind somit die Potentiale der Leiter auf sich selbst, $M_{12}$ das Potential der Leiter auf einander, wenn sie vom Strom Eins durchflossen sind; oder, wie sie auch genannt werden, die Coëfficienten der Selbstinduction und gegenseitigen Induction der Leiter.

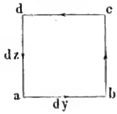
Wir betrachten zuerst den Coëfficienten der gegenseitigen Induction, 1220
also nur den Antheil $M_{12} \dot{\xi}$ des elektrokinetischen Bewegungsmomentes $p$.

Es mögen auf den secundären Leiter verschiedene elektromagnetische Kräfte, geschlossene Ströme u. s. f. einwirken. Wir können dann annehmen, dass sich die Gesammtwirkung aus der Wirkung auf die einzelnen Elemente $ds$ desselben zusammensetzt, und somit $p = \int I ds$ gesetzt werden kann. Ersetzen wir nach den Versuchen von Felici (§. 710) $ds$ durch seine Componenten $dx$, $dy$, $dz$ nach den drei Coordinatenaxen und bezeichnen die entsprechenden Componenten von $Ids$ mit $V_x dx$, $V_y dy$, $V_z dz$, so ist

$$p = \int\left(V_x \frac{dx}{ds} + V_y \frac{dy}{ds} + V_z \frac{dz}{ds}\right) ds \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

Umschliesst der Stromkreis *abcd*, Fig. 453, das Flächenelement $dy\,dz$, und ist das elektrokinetische Bewegungsmoment in Bezug auf die Seite *ab*, dessen Aenderungen also in der Richtung *ab* eine elektromotorische Kraft erzeugen, gleich $V_y\,dy$, so ist dasselbe in Bezug auf *cd* gleich $-\left(V_y + \frac{\partial V_y}{\partial z}dz\right)dy$, also auf *ab* und *cd* zusammen gleich $-\frac{\partial V_y}{dz}dy\,dz$. Ebenso ist das Moment der beiden Seiten *ad* und *bc* zusammen mit Berücksichtigung der Richtungen in dem geschlossenen Kreise gleich $+\frac{\partial V_z}{\partial y}dy\,dz$; also das elektrokinetische Bewegungsmoment des ganzen Kreises $dy\,dz$:

Fig. 453.




$$\left(\frac{\partial V_z}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial z}\right)dy\,dz \quad \ldots \ldots \quad 2)$$

Hiernach ist das elektrokinetische Bewegungsmoment proportional der Oberfläche des Flächenelementes $dy\,dz$. Obiger Ausdruck würde also die Zahl der durch $dy\,dz$ hindurchgehenden Magnetkraftlinien bezeichnen. Ist $dy\,dz$ die Projection des Elementes $dS$ der vom inducirten Leiter umschlossenen Fläche auf die $yz$-Ebene, sind $\frac{dy\,dz}{dS} = l$, $\frac{dz\,dx}{dS} = m$, $\frac{dx\,dy}{dS} = n$ die Cosinus zwischen der Normale auf $dS$ und den drei Axen, so ergiebt sich bei weiterer Ausführung dieser Betrachtung:

$$p = \int\int\left[l\left(\frac{\partial V_z}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial z}\right) + m\left(\frac{\partial V_x}{\partial z} - \frac{\partial V_z}{\partial x}\right) + n\left(\frac{\partial V_y}{\partial y} - \frac{\partial V_x}{\partial y}\right)\right]dS,$$

oder, wenn

$$\frac{\partial V_z}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial z} = a,\quad \frac{\partial V_x}{\partial z} - \frac{\partial V_z}{\partial x} = b,\quad \frac{\partial V_y}{\partial x} - \frac{\partial V_x}{\partial y} = c \quad \ldots \quad A)$$

gesetzt wird,

$$p = \int\int(la + mb + nc)\,dS \quad \ldots \ldots \quad 1\text{a})$$

1221 Die Werthe *a*, *b*, *c* ergeben sich noch in anderer Weise:

In einem Magnet sei eine Höhlung in Form eines kleinen Cylinders von der Länge $2\lambda$ und dem Radius $r$ ausgeschnitten, dessen Axe mit der Richtung der Magnetisirung zusammenfällt. Derselbe sei so klein, dass an seiner Stelle der Magnetismus überall als gleichartig vertheilt anzusehen ist. Dann ist der freie Magnetismus auf der Cylinderfläche Null und auf den Endflächen mit einer bestimmten Dichtigkeit $\pm I$ gleichmässig vertheilt. Befindet sich in der Mitte des Cylinders ein

Magnetpol von der Einheit der Kraft, so ist die Summe der von beiden Endflächen aus auf ihn in gleicher Richtung wirkenden Kräfte

$$R = 4\pi I\left(1 - \frac{\lambda}{\sqrt{r^2 + \lambda^2}}\right).$$

Je nachdem $\lambda >$ oder $< r$ ist, ergiebt sich bei der Entwickelung der Wurzel nach $\frac{r}{\lambda}$ oder $\frac{\lambda}{r}$:

$$\lambda > r \quad R_1 = 4\pi I\left(\frac{1}{2}\frac{r^2}{\lambda^2} - \frac{3}{8}\frac{r^4}{\lambda^4}\cdots\right)$$

$$r > \lambda \quad R_{11} = 4\pi I\left(1 - \frac{\lambda}{r} + \frac{1}{2}\frac{\lambda^3}{r^3} - \cdots\right).$$

Ist der Cylinder sehr lang, so ist $R_1 = 0$. Sind also die Componenten der äusseren Kräfte (d. h. die Differentiale des Potentials $\varphi$ der äusseren freien Magnetismen auf den Pol nach den drei Axen) gleich $\alpha, \beta, \gamma$, so wirken diese auf den Pol im Inneren desselben, wie wenn die Höhlung nicht existirte.

Ist aber der Cylinder sehr kurz, so ist $R_{11} = 4\pi I$. Sind die Componenten von $I$ nach den drei Axen gleich $A, B, C$, so sind die Componenten der gesammten, auf den Pol wirkenden, magnetischen Kräfte

$$a = \alpha + 4\pi A; \quad b = \beta + 4\pi B; \quad c = \gamma + 4\pi C \quad . \quad . \quad A_1)$$

Stellen wir uns vor, dass das Medium, in welchem sich ein Magnetpol befindet, durch die auf den Pol wirkende magnetische Kraft magnetisch polarisirbar ist, so befindet sich der Pol unter denselben Verhältnissen, wie in einer unendlich dünnen, planparallelen und auf der Richtung der magnetisirenden Kraft senkrechten Höhlung in dem magnetisirten Medium. Die Gleichungen $A_1$ stellen dann die auf den Pol wirkenden Kräfte dar, die Maxwell „die magnetische Induction“ im Magnet nennt. Wir wollen sie, um Irrthümer zu vermeiden, magnetische Vertheilung nennen. Bei schwächeren Magnetisirungen kann man

$$A = \varkappa\alpha, \quad B = \varkappa\beta, \quad C = \varkappa\gamma \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

setzen, wo $\varkappa$ der Coëfficient des inducirten (vertheilten) Magnetismus ist. Wird dann noch

$$1 + 4\pi\varkappa = \mu \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

gesetzt, wo $\mu$ die magnetische Inductions- (Vertheilungs-) Capacität des Mediums[1]) ist. Wir setzen die Vertheilungscapacität der

---

[1]) W. Thomson nennt die Bezeichnung der magnetischen Kräfte, wie sie durch $\alpha, \beta, \gamma$ und $a, b, c$ ausgedrückt werden, die „polare“ und „elektromagnetische“ Definition derselben; er bezeichnet $\mu$ mit dem Namen der „magnetic permeability“, indem die Formeln (3) dieselben werden, wie die Formeln für die Leitung eines Stromes in einem Medium von der Leitungsfähigkeit $\mu$. Die Werthe $\varkappa$ und $\mu$ sind mit der von Poisson gebrauchten Magnetisirungsconstante $k$ in folgender Beziehung:

$$4\pi\varkappa(k - 1) + 3k = 0; \quad \mu = \frac{1 + 2k}{1 - k}.$$

Luft gleich Eins. Ist dann $\varphi$ das Potential sämmtlicher aussen und innen befindlicher, freier Magnetismen auf den Pol, so ist auch

$$a = \alpha\mu = -\mu\frac{\partial\varphi}{\partial x},\quad b = \beta\mu = -\mu\frac{\partial\varphi}{\partial y},\quad c = \gamma\mu = -\mu\frac{\partial\varphi}{\partial z}. \qquad 3)$$

Die magnetische Vertheilung in einer bestimmten Richtung auf irgend einer Fläche entspricht nach Faraday der Zahl der Magnetkraftlinien, welche durch dieselbe in jener Richtung hindurchgehen. Ist also das Oberflächenelement $dS$, sind die Cosinus der Winkel der Normale auf $dS$ mit den drei Axen $l, m, n$, so ist die Zahl der Magnetkraftlinien, die in der normalen Richtung durch $dS$ hindurchgehen, gleich $\int\int(la + mb + nc)\,dS$.

Es ist dies dieselbe Gleichung, welche §. 1220 unter 1 a das elektrokinetische Moment $p$ eines Stromkreises ergab, der eine Fläche umschliesst, deren Element $dS$ ist. Auch folgt ebenso aus Gl. $A$ §. 1220, wie aus den Gleichungen 3, §. 1221

$$\frac{\partial a}{\partial x} + \frac{\partial b}{\partial y} + \frac{\partial c}{\partial z} = 0$$

In der That ist die durch die Aenderungen von $p$ ausgedrückte elektromotorische Kraft der elektrischen Induction in jenem Stromkreise proportional der Aenderung der Zahl der durch denselben hindurchgehenden Magnetkraftlinien. Somit sind die Werthe $a$, $b$, $c$ in den Gleichungen ($A$) die Werthe der magnetischen Vertheilung nach den drei Axen.

Findet in dem Medium, in welchem ein Magnetpol magnetischen Kräften ausgesetzt ist, keine magnetische Vertheilung statt, wie wenn z. B. die Kräfte durch Molekularströme ersetzt werden können, die nur in die Ferne wirken, so sind die in mechanischem Maass gemessenen, auf den Pol wirkenden Kräfte $\alpha$, $\beta$, $\gamma$, während sie bei Annahme des magnetisch polarisirbaren Mediums in elektromagnetischem Maass $a = \mu\alpha$, $b = \mu\beta$, $c = \mu\gamma$, sind. Um also die in elektromagnetischem Maass gemessenen Kräfte auf mechanisches Maass zu reduciren, sind sie mit der Vertheilungcapacität $\mu$ zu dividiren. Denken wir uns die magnetische Kraft von einem geschlossenen Strom ausgehen, und den im Medium befindlichen Magnetpol ebenfalls einem durch einen geschlossenen Strom ersetzten Magneten angehörig, so entspricht die Wirkung beider auf einander dem Product ihrer Intensitäten. Werden letztere in elektromagnetischem Maasse gemessen, so erscheinen sie $v$mal kleiner, ihre Wirkungen auf einander also $v^2$mal kleiner, als in elektrostatisch-magnetischem Maass (vgl. §. 1104). Es ist mithin $\mu = \frac{1}{v^2}$.

1223 Die in einem bewegten Leiter inducirte elektromotorische Kraft kann zusammengesetzt betrachtet werden aus zwei Theilen, die bedingt sind:

1) Durch den Einfluss der von aussen auf den Leiter wirkenden elek-

trostatischen Kräfte. Ist das Potential der freien Elektricitäten auf einen Punkt $xyz$ des Leiters gleich $\psi$, wo $\psi$ mit der Lage des Punktes und der Zeit $t$ variabel ist, so ist der durch die Veränderungen von $\psi$ nach der Richtung der $x$-, $y$- und $z$-Axe erzeugte Antheil der elektromotorischen Kraft

$$-\frac{\partial \psi}{\partial x}, -\frac{\partial \psi}{\partial y}, -\frac{\partial \psi}{\partial z} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 2)$$

2) Durch die Aenderung der Intensität der auf den Leiter wirkenden elektromagnetischen Kräfte.

Die dieser Aenderung entsprechende elektromotorische Kraft ist $E = -\frac{dp}{dt}$. Wird Gl. 1 §. 1220 unter dem Integralzeichen differenzirt und dabei beachtet, dass bei der Bewegung des inducirten Leiters auch die Coordinaten $x$, $y$, $z$ Functionen von $t$ sind, so erhält man unter Berücksichtigung der Gleichungen ($A$) die folgenden „Gleichungen für die gesammte inducirte elektromotorische Kraft“:

$$E = \int \left( E_x \frac{dx}{ds} + E_y \frac{dy}{ds} + E_z \frac{dz}{ds} \right) ds,$$

wo

$$\left.\begin{aligned} E_x &= c\frac{dy}{dt} - b\frac{dz}{dt} - \frac{\partial V_x}{\partial t} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \\ E_y &= a\frac{dz}{dt} - c\frac{dx}{dt} - \frac{\partial V_y}{\partial t} - \frac{\partial \psi}{\partial y} \\ E_z &= b\frac{dx}{dt} - a\frac{dy}{dt} - \frac{\partial V_z}{dt} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad B)$$

ist. In diesen Gleichungen entsprechen die ersten zwei Glieder nur der Verschiebung des Leiterelementes im Raume, das dritte der Aenderung der elektromagnetischen Einwirkungen auf dasselbe mit der Zeit, mögen sie durch Aenderung der Intensität des Stromes im inducirenden Leiter oder durch Bewegung desselben, oder auch durch die entsprechenden Veränderungen des den Leiter ersetzenden, inducirenden Magnetes hervorgerufen sein. Das vierte Glied entspricht der Induction durch die elektrostatischen Kräfte, welches bei den sonstigen Theorieen der Induction nicht in die Formeln einbegriffen wird.

Nach §. 1218 ist die elektromagnetische Kraft, welche in der Richtung der $x$-Axe einen Leiter antreibt, der von einem Strom von der 1224
Intensität $\dot{\xi}_2$ durchflossen ist, während die elektromagnetischen Kräfte, die auf ihn wirken, durch einen geschlossenen Strom von der Intensität $\dot{\xi}_1$ ersetzt werden können:

$$X = \frac{dM}{dx} \dot{\xi}_1 \dot{\xi}_2,$$

wo $M$ der Coëfficient der gegenseitigen Induction ist. $\dot{\xi}_1$ ist von $x$ unabhängig, so dass $M\dot{\xi}_1 = p$ und $X = \frac{dp}{dx}\,\dot{\xi}_2$ zu setzen ist. Die Wirkung auf jedes Element $ds$ des Stromes $\dot{\xi}_2$ wird demnach $\frac{dX}{ds}\,ds$. Führt man den Werth $p$ aus Gl. 1 ein und berücksichtigt die Gleichungen (1 a), so erhält man

$$\frac{dX}{ds} = \dot{\xi}_2\left(c\,\frac{dy}{ds} - b\,\frac{dz}{ds}\right)$$

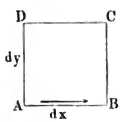
und entsprechend die Werthe für die in der Richtung der $Y$- und $Z$-Axe auf jedes Element $ds$ wirkenden Kräfte.

Ist der Leiter ein Drath vom Querschnitt $S$, so ist das dem Element $ds$ entsprechende Volumen $S ds$. Sind $u$, $v$, $w$ die Stromesdichtigkeiten in den drei Coordinatenrichtungen, so ist $u = \frac{\dot{\xi}_2}{S}\,\frac{dx}{ds}$. Sind die auf die Einheit des Volumens wirkenden Kraftcomponenten gleich (X), (Y), (Z), so ist $dX = (X)\,S.ds$. Demnach werden die „Gleichungen der elektromagnetischen Kraft“:

$$(X) = cv - bw$$
$$(Y) = au - cw$$
$$(Z) = bu - av$$

1225 Ist die Kraft, welche von einem Strome aus auf einen Magnetpol von der Intensität Eins an einem Punkte $A\,(xyz)$ Fig. 454, wirkt, durch ihre Componenten $\alpha, \beta, \gamma$ nach den drei Axen gegeben, und umschreiben wir mit dem Pol das kleine, von den Elementen $dx$ und $dy$ begrenzte Viereck $ABCD$, so ist die Arbeit, welche der Pol auf dem Wege $AB$ leistet, gleich $\alpha\,dx$, und auf dem Wege $CD$ gleich $-\left(\alpha + \frac{\partial \alpha}{\partial y}\,dy\right)dx$, also die Arbeit auf beiden Wegen gleich $-\frac{\partial \alpha}{\partial y}\,dy\,dx$. Die Arbeit bei Umschreibung eines kleinen Vierecks $ABCD$ in der $xy$-Ebene, dessen Oberfläche gleich der Flächeneinheit ist, ist demnach $\frac{\partial \beta}{\partial x} - \frac{\partial \alpha}{\partial y}$. Bewegt sich der Pol in einem geschlossenen Kreise neben einem Strom, von welchem die Kräfte $\alpha$, $\beta$, $\gamma$ ausgehen, so leistet er dabei keine Arbeit, es ist also dann

Fig. 454.




$$\frac{\partial \beta}{\partial x} - \frac{\partial \alpha}{\partial y} = 0 \text{ und analog } \frac{\partial \gamma}{\partial y} - \frac{\partial \beta}{\partial z} = 0 \text{ und } \frac{\partial \alpha}{\partial z} - \frac{\partial \gamma}{\partial x} = 0.$$

Danach ist

$$\alpha\,dx + \beta\,dy + \gamma\,dz = d\Omega$$

ein vollständiges Differential einer Function $\Omega$ der drei Coordinaten des

magnetischen Potentials, dessen Differentialquotienten auch $x$, $y$, $z$ resp. $\alpha$, $\beta$, $\gamma$ sind.

Bewegt sich aber der Magnetpol um das Viereck $ABCD$ in der $XY$-Ebene, während durch dasselbe hindurch in der Richtung der $Z$-Axe ein Strom von der Intensität $w$ fliesst, so erhält der Pol einen rotatorischen Antrieb in der $XY$-Ebene um den Strom, und bei jedem Umgang wird dabei die Arbeit $4\pi w$ geleistet. Dann ist

und ebenso

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial \beta}{\partial x} - \frac{\partial \alpha}{\partial y} &= 4\pi w \\ \frac{\partial \alpha}{\partial z} - \frac{\partial \gamma}{\partial x} &= 4\pi v \\ \frac{\partial \gamma}{\partial y} - \frac{\partial \beta}{\partial z} &= 4\pi u \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad C)$$

Bei der Differentiation nach $x$, $y$, $z$ erhält man

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0.$$

Der Strom muss also, wie eine nicht zusammendrückbare Flüssigkeit, in einem geschlossenen Kreise fliessen, wobei $u$, $v$, $w$ die Componenten der sowohl durch die gewöhnliche Leitung, als auch durch die Aenderung der elektrostatischen Vertheilung bedingten Strömung sind.

Setzen wir $V_x = V_x' + \frac{d\zeta}{dx}$ u. s. f., wo $V_x' = \frac{1}{\mu}\int\int\int \frac{u}{r}\, dx\, dy\, dz$ u. s. f., $\zeta = \frac{4\pi}{\mu}\int\int\int \frac{I}{r}\, dx\, dy\, dz$, $I = \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z}$ ist, so wird durch diese Werthe den Gleichungen genügt. Der Werth $\zeta$ hat hier keine physikalische Bedeutung, so dass $I = 0$ ist, und es bleibt dann der Werth $V_x' = V_x$, welcher dem gewöhnlichen Werth des Potentials des Stromes entspricht.

Die Componenten $u$, $v$, $w$ der Dichtigkeit des Stromes nach den drei 1226
Coordinatenrichtungen in einem Körper, auf welchen von aussen eine elektromotorische Kraft wirkt, hängen von zwei Bedingungen ab: Erstens von den Elektricitätsmengen, welche durch Leitung durch die Leiter geführt werden. Sind diese Mengen gleich $p$, $q$, $r$, ist die Leitungsfähigkeit des Körpers in der Richtung der drei Axen gleich $F_x$, $F_y$, $F_z$, so ist

$$p = F_x E_x, \quad q = F_y E_y, \quad r = F_z E_z \quad \ldots \ldots \quad D)$$

Zweitens von den zeitlichen Aenderungen der elektrischen Vertheilung in den einzelnen Molekülen, wie sie sich in schlechtleitenden Körpern fast ausschliesslich herstellt, in gutleitenden fast verschwindet. Geht diese Vertheilung von einer Stelle aus, und ist die specifische Vertheilungscapacität des Mediums $K$, sind endlich die Componenten dieser elektrischen Vertheilung für die Einheit des Querschnitts $e_x$, $e_y$, $e_z$, so können wir setzen:

$$e_x = \frac{1}{4\pi} K_x E_x, \quad e_y = \frac{1}{4\pi} K_y E_y, \quad e_z = \frac{1}{4\pi} K_z E_z \ . \ . \ . \quad E)$$

In einem isotropen Medium sind die Coëfficienten $F$ und die Coëfficienten $K$ unter einander gleich. Dann ist

$$u = FE_x + \frac{1}{4\pi} K \frac{dE_x}{dt}; v = FE_y + \frac{1}{4\pi} K \frac{dE_y}{dt}; w = FE_z + \frac{1}{4\pi} K \frac{dE_z}{dt} \quad F)$$

Sind in dem Raumelement $dx\,dy\,dz$ eines Körpers die Elektricitäten $\pm e_x\,dy\,dz$, $\pm e_y\,dx\,dz$, $\pm e_z\,dx\,dy$ nach den drei Axenrichtungen geschieden, sind in den benachbarten Elementen die Mengen $\pm\left(e_x + \frac{\partial e_x}{\partial x}\right) dx$ u. s. f. geschieden, so ist, da sich an den Contactstellen der benachbarten Elemente die entgegengesetzten Elektricitäten vorfinden und nur der Unterschied derselben frei auftritt, an jeder Stelle die freie Elektricität der Volumeneinheit oder die elektrische Dichtigkeit

$$e = -\left(\frac{\partial e_x}{\partial x} + \frac{\partial e_y}{\partial y} + \frac{\partial e_z}{\partial z}\right) \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \quad G)$$

1227 Berühren sich zwei Körper, in denen die Componenten der elektrischen Vertheilung resp. $e_x, e_y, e_z$ und $e_x', e_y', e_z'$ sind, und bildet die Normale zur Berührungsfläche an einer Stelle mit den drei Axen in beiden Körpern Winkel, deren Cosinus $\vartheta, \eta, \zeta, \vartheta', \eta', \zeta'$ sind, so ist die Dichtigkeit der freien Elektricität an der Contactfläche:

$$\sigma = \vartheta e_x + \eta e_y + \zeta e_z + \vartheta' e_x' + \eta' e_y' + \zeta' e_z'.$$

Aendert sich endlich die Stromesdichtigkeit von Element zu Element auf der Längeneinheit nach den drei Axenrichtungen um $\frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial y}, \frac{\partial w}{\partial z}$, ist der Zuwachs der freien Elektricität in der Volumeneinheit gleich $\frac{\partial e}{\partial t}$, so muss, wenn eine constante Strömung und keine Anhäufung von freier Elektricität stattfindet,

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \quad H)$$

sein.

Wir haben somit 20 Gleichungen (3 $A$, 3 $B$, 3 $C$, 3 $D$, 3 $E$, 3 $F$, 1 $G$, 1 $H$) zur Bestimmung der 20 Werthe $V_x, V_y, V_z$, $a, b, c$, $E_x, E_y, E_z$ $u, v, w$, $e_x, e_y, e_z$, $p, q, r$, $e$ und $\psi$ [1]).

---

[1]) Um nur ein Beispiel der Anwendung der Formeln von Maxwell zu geben, berechnen wir die Induction eines aus zwei parallelen, entgegengesetzt vom Strom durchflossenen Theilen bestehenden Leiters von kreisförmigem Querschnitt auf sich selbst (Maxwell, Treatise Vol. II, p. 286, u. flgde.*).

Es sei zuerst ein Leiter von kreisförmigem Querschnitt vom Radius $R$ parallel der $Z$-Axe gegeben, durch den ein Strom fliesst, dessen Dichtigkeit $w$ eine Function des Abstandes $r$ von seiner Axe ist. Bei den Untersuchungen der Wirkungen nach aussen ist dann nur der Werth $V_z$ zu betrachten und so werden die Componenten der magnetischen Vertheilung (§. 1220)

$$a = \frac{\partial V_z}{\partial y}; \quad b = -\frac{\partial V_z}{\partial x}; \quad c = 0 \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ 1)$$

Wir können zunächst aus den gewonnenen Gleichungen die ganze innere Energie in einem Magnetfelde berechnen, in welchem sich erstens 1228

---

und die Gleichung der Ströme (§. 1225)

$$u = 0, \quad v = 0, \quad 4\pi w = \frac{d\beta}{dx} - \frac{d\alpha}{dy} \quad \ldots \ldots \ldots \; 2)$$

wo die magnetischen Kräfte $\beta$ und $\alpha$ durch die Gleichungen $b = \mu\beta$; $a = \mu\alpha$ gegeben sind. Ist nun bei Einführung von Polarcoordinaten $x = r\cos\vartheta$, $y = r\sin\vartheta$, so wird

$$4\pi w = \frac{d\beta}{dr} + \frac{1}{r}\beta = \frac{1}{r}\frac{d(\beta r)}{dr} \quad \ldots \ldots \ldots \; 3)$$

Danach ist die Gesammtintensität des Stromes $I$ in einem cylindrischen Stück des Leiters, dessen Querschnitt ein um die Axe beschriebener Kreis mit dem Radius $r$ ist,

$$I = \int_0^r 2\pi r \, . \, w\, dr = \frac{1}{2}\beta r; \quad \text{also } \beta = 2\frac{I}{r} \quad \ldots \ldots \; 4)$$

Die magnetische Kraft ist also direct proportional der Gesammtintensität und unabhängig von ihrer Vertheilung in den verschiedenen cylindrischen Schichten des Leiters.

Ist der Strom im Leiter gleichmässig vertheilt, so ist seine Gesammtintensität $I_0 = R^2\pi . w$, also für jeden Punkt ausserhalb des Leiters $\beta = 2\frac{I_0}{r}$; für jeden Punkt innerhalb, dessen Abstand von der Mitte grösser als $r$ ist, $\beta = 2\frac{I}{r}$, oder da $I = r^2\pi w$ ist,

$$\beta = 2 I_0 \frac{r}{R^2} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \; 5)$$

Aus Gl. 3 und 4 folgt für die Punkte ausserhalb des Cylinders, für welche $\mu = \mu_0$ sei,

$$V_z = -\int \mu\beta\, dr = A - 2\mu_0 I_0 \log r \quad \ldots \ldots \ldots \; 6)$$

wo $A$ eine Constante ist.

Besteht der Strom aus zwei parallelen Leitern von kreisförmigen Querschnitt vom Radius $R_1$ und $R_2$, deren Abstand $e$ ist, so ist die gesammte kinetische Energie des Systems $T = \frac{1}{2}\int\int\int w V_z\, dx\, dy\, dz$, oder für eine Länge $l$ der Leiter zwischen zwei auf ihren Axen senkrechten Ebenen, $T = \frac{1}{2}\, l \int\int\int w\, V_z dx\, dy$, wo sich der Werth unter dem Integralzeichen aus allen, für beide Leiter geltenden Werthen zusammensetzt, welche wir durch die Indices 1 und 2 bezeichnen. Dann ist

$$T = \frac{1}{2}\, l \Big(\int\int\int w_2 V_{1z} dx_2 dy_2 + \int\int\int w_1 V_{2z} dx_1 dy_1 + \int\int\int w_1 V_{1z} dx_1 dy_1$$
$$+ \int\int\int w_2 V_{2z}\, dx_2\, dy_2\Big) \ldots \ldots \ldots \; 7)$$

Werden hier die Werthe für $V_{1z}$ und $V_{2z}$ aus Gl. 6 eingeführt, wobei zu beachten ist, dass in den Leitern die Intensitäten $I'_0 = -I_0$ sind, so folgt, wenn wir noch $T = \frac{1}{2} L I_0^2$ setzen, wo $L$ der Coëfficient der Induction der Leiter auf einander:

$$\frac{L}{l} = 2\mu_0 \log \frac{e^2}{R_1 R_2} + \frac{1}{2}(\mu_1 + \mu_2).$$

Nur für eiserne Leiter ist hierbei die Induction der Leiter auf sich selbst zu beachten, in allen anderen Fällen ist $\mu_0 = \mu_1 = \mu_2 = 1$. Der Werth $L$ wird um so kleiner, je näher die Leiter an einander liegen. Berühren sie sich, so ist $e = R_1 + R_2$ und

$$L = 2l\left(\log \frac{(R_1 + R_2)^2}{R_1 R_2} + \frac{1}{2}\right).$$

Dieser Werth wird ein Minimum, wenn $R_1 = R_2$, wo dann $L = 3{,}7726\; l$. Bei flachen Leitern kann derselbe noch kleiner werden.

Nach §. 1218 ist die elektrodynamische Kraft, mit welcher sich die zwei parallelen Leiter abstossen,

$$X = \frac{1}{2}\frac{dL}{de} I_0^2 = 2\mu_0 \frac{l}{e} I_0^2,$$

geschlossene Ströme und Magnete vorfinden, die also als Arbeit hervortreten würde, wenn plötzlich alle Ströme in den Leitern aufhörten und die Magnete vernichtet würden, in welchem **zweitens** durch elektromotorische Kräfte elektrische Vertheilungen entständen, die bei ihrem Verschwinden ebenfalls Arbeit erzeugen könnten.

Die dem **ersten Antheil** entsprechende ganze Energie ist, wenn zunächst nur Ströme zugegen sind, gleich

$$A_1 = \tfrac{1}{2}\int (V_x u + V_y v + V_z w)\, dx\, dy\, dz,$$

wie sich ergiebt, wenn in Gl. 1, §. 1217 $\sum L\dot{\xi} = p$ gesetzt und dann $p$ aus Gl. 1, §. 1220 eingeführt wird, wobei die Integration über alle im Raume befindlichen Ströme auszudehnen ist. Werden die Werthe $u$, $v$, $w$ aus den Gleichungen $C$ eingeführt und darauf die einzelnen Glieder partiell integrirt, wobei z. B.

$$\int V_x \frac{\partial \alpha}{\partial y}\, dx\, dy\, dz = \int \left(\frac{\partial \alpha}{\partial y}\, dy \,.\, V_x dx\, dz\right)$$

gesetzt wird, so erhält man, da die Werthe $\alpha$, $\beta$, $\gamma$ für die unendlichen Grenzen verschwinden:

$$A_1 = \frac{1}{8\pi}\int (a\alpha + b\beta + c\gamma)\, dx\, dy\, dz \quad \ldots \ldots \quad 1)$$

oder, wenn das Medium isotrop ist, also $a = \mu\alpha$, $b = \mu\beta$, $c = \mu\gamma$ zu setzen ist:

$$A_1 = \frac{\mu}{8\pi}\int (\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)\, dx\, dy\, dz = \frac{1}{8\pi} M^2 \quad \ldots \quad 1\text{a})$$

Die dem Vorhandensein von Magneten entsprechende Energie lässt sich

---

wo in der Luft $\mu_0 = 1$ ist, wie es auch aus der Ampère'schen Formel folgt. Ebenso ist die Spannung, die jeder Leiter in seiner eigenen Richtung erfährt:

$$Z = \frac{1}{2}\frac{dL}{dl} I_0^2 = I_0^2 \left(\mu_0 \log \frac{e^2}{R_1 R_2} + \frac{\mu}{2}\right).$$

Diese Spannung kann das §. 6 erwähnte Experiment erklären, durch welches Ampère die Abstossung zweier auf einander folgender Stromeselemente begründen wollte. Die in dem Quecksilber zu dem einen der beiden parallelen Arme des schwimmenden Bügels fliessenden Stromestheile stossen den anderen parallelen Arm des letzteren ab und umgekehrt. Die Abstossung wird um so grösser, je grösser $e$ ist.

Durch eine ähnliche Berechnung findet Maxwell, dass in einem Leiter von grösserem kreisförmigem Querschnitt, der Länge $l$ und dem Widerstand $W$ beim Entstehen des Stromes $I$ die elektromotorische Kraft

$$E = WI + l\left(A + \frac{1}{2}\right)\frac{dI}{dt} + \frac{1}{12}\frac{l^2}{W}\frac{d^2 I}{dt^2} + \frac{1}{48}\frac{l^3}{W^2}\frac{d^3 I}{dt^3} + \cdots$$

ist, wo das erste Glied rechts nach dem Ohm'schen Gesetz die elektromotorische Kraft zur Ueberwindung des Widerstandes, das zweite Glied die elektromotorische Kraft zur Vermehrung des elektrokinetischen Momentes angiebt, die übrigen Glieder die Correction in Folge der Ungleichheit der Stromintensität in den verschiedenen concentrischen Schichten des Leiters bezeichnen. — $A$ ist eine von der Gestalt des Schliessungskreises abhängige Constante.

Alle diese Resultate könnte man ebensowohl aus den Formeln von Ampère, Grassmann, Weber und Neumann ableiten.

in gleicher Weise ausdrücken, da die Magnete stets durch Systeme kleiner Ströme ersetzt werden können.

1229 Die Werthe $\alpha$, $\beta$, $\gamma$ können als Differentialquotienten des magnetischen Potentials $\varphi$ an jeder Stelle des Raumes aufgefasst werden (vgl. §. 1221), wenn nicht in dem Magnetfeld geschlossene Ströme vorhanden sind; wo dann der Werth des Potentials vieldeutig wird. Indess unterscheiden sich die einzelnen Werthe nur um eine Constante ($4 n \pi i$, vergl. §. 1225), so dass doch die Differentialquotienten unverändert bleiben. Dann ist

$$\alpha = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad \beta = \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad \gamma = \frac{\partial \varphi}{\partial z}$$

und die innere Energie des Magnetfeldes wird nach §. 1228 Gl. 1 bei partieller Integration

$$A_1 = -\frac{1}{8\pi}\int \varphi \left(\frac{da}{dx} + \frac{db}{dy} + \frac{dc}{dz}\right) dx\, dy\, dz.$$

Der Ausdruck $\left(\frac{da}{dx} + \frac{db}{dy} + \frac{dc}{dz}\right) dx\, dy\, dz$ entspricht der Aenderung der magnetischen Kraft im Element $dx\, dy\, dz$, also dem freien, daselbst auftretenden Magnetismus, oder der Zahl der von dem Element ausgehenden Kraftlinien. Da nun von einem Pol, der auf eine um die Längeneinheit entfernte Flächeneinheit mit der Kraft Eins wirkt, $4\pi$ Kraftlinien ausgehen, so können wir ihm die Intensität $4\pi$, also einem Pol von der Kraft $m$ die Intensität $4\pi m$ zuertheilen und so obigen Ausdruck gleich $4\pi m . dx\, dy\, dz$ setzen. Es wird dann

$$A_1 = {}^1\!/_2 \int (\varphi m)\, dx\, dy\, dz.$$

Sind nur zwei Pole $m_1$ und $m_2$ vorhanden, die die Potentiale $\varphi_1$ und $\varphi_2$ erzeugen, und wird $m_2$ in der Richtung der, beide Pole verbindenden $X$-Axe durch eine Kraft $X$ um $dx$ bewegt, so ist die geleistete Arbeit gleich der Abnahme von $A_1$, also

$$X\, dx = {}^1\!/_2\, d\, [(\varphi_1 + \varphi_2)(m_1 + m_2)].$$

Da aber nach den Sätzen von Green $m_1 \varphi_2 = m_2 \varphi_1$ ist, so folgt

$$X = m_2 \frac{d\varphi_1}{dx}.$$

Ist $\mu$ das magnetische Vertheilungsvermögen des Mediums, so ist das vom Pol $m_1$ im Abstand $r$ von demselben erzeugte Potential

$$\varphi_1 = -\frac{m_1}{\mu r},$$

also die Abstossung der Pole

$$X = \frac{1}{\mu} \frac{m_1 m_2}{r^2}.$$

1230 Der zweite, durch die elektrische Vertheilung bedingte Antheil der Energie ist

$$A_\psi = \frac{1}{2}\int\int\int dx\,dy\,dz\,(e.\psi),$$

wo $\psi$ die elektromotorische Kraft, $e$ die in der Volumeneinheit vertheilte Elektricität ist, und die Integration über den ganzen Raum auszudehnen ist. Wird hier der Werth $e$ aus Gl. $G$, eingeführt, und partiell integrirt, wobei zu berücksichtigen ist, dass in Gl. $D$ und $E$ die Werthe $E_x = -\frac{d\psi}{dx}$, $E_y = -\frac{d\psi}{dy}$, $E_z = -\frac{d\psi}{dz}$ sind, so folgt unter Zuhülfenahme der Gleichungen $E$ und Beachtung, dass für die Unendlichkeit $\psi$ unendlich klein ist

$$A_\psi = \frac{1}{2}\int\int\int(E_x e_x + E_y e_y + E_z e_z)\,dx\,dy\,dz.$$

Durch eine gleiche Deduction, wie für die Abstossung der Magnetpole, lässt sich zeigen, dass in einem Medium in dem der Dielektricitätscoëfficient gleich $K$ oder dass pecifische Vertheilungsvermögen gleich $\frac{K}{4\pi}$ ist, die Abstossung zweier freier Elektricitätsmengen $e_1$ und $e_2$ gleich

$$\frac{1}{K}\frac{e_1 e_2}{r^2}$$

ist.

1231 Die vorliegende Darstellung der elektromagnetischen Erscheinungen unterscheidet sich wesentlich von den früheren dadurch, dass bei ihr stets auch die durch die Bildung von elektrostatischen Spannungen erzeugten Strömungen u. s. f. berücksichtigt sind. Es sind daher auch die in den Nichtleitern vorgehenden Erscheinungen in dieselbe einbegriffen, in denen zugleich der Durchgang des Lichtes studirt werden kann. Bei der Theorie von Maxwell ist ferner die Existenz eines Mediums in und ausserhalb der Körper vorausgesetzt, in welchem die elektromagnetischen Störungen in Form von kinetischer Energie vor sich gehen. Die Hypothese, dass dieses Medium der Lichtäther ist [1]), kann wenigstens bis zu einem

[1]) Die Ansicht, dass Lichtschwingungen und elektrische Ströme identisch sind, ist auch von Lorenz (Pogg. Ann. Bd. CXXXI, S. 243. 1867*) aufgestellt worden: Er entwickelt sie, indem er in die Gleichung Kirchhoff's für $\Omega$ (§. 1186) die Werthe $\varepsilon$ und $\varepsilon_1$ als Functionen von $t - \frac{r}{a}$ einführt, wo $t$ die Zeit, $a$ eine Constante, die jedenfalls sehr gross, etwa $\frac{C}{2}$ oder $\frac{C}{\sqrt{2}}$ (also in letzterem Fall nach Weber nahe der Lichtgeschwindigkeit) ist. Er erhält dadurch eine Periodicität in der elektrischen Bewegung, welche zur Fortpflanzungsrichtung normal ist. Die Gleichungen der Componenten des Stromes und der Lichtschwingungen werden dann übereinstimmend; es soll demnach die Leitungsfähigkeit für Elektricität mit der Lichtabsorption übereinstimmen. Soll der Strom nicht in einer translatorischen Aetherbewegung, sondern in einer rotatorischen bestehen, so müssten auch die Aethertheilchen eine solche einschlagen, die geradlinigen Schwingungen würden nicht existiren können, so dass obige Hypothese zu neuen Annahmen in der Lichttheorie führte. In Betreff der weiteren Ausführung müssen wir auf die Originalabhandlung verweisen.

gewissen Grade auf ihre Wahrscheinlichkeit durch die Vergleichung der Geschwindigkeiten geprüft werden, mit welcher sich elektromagnetische und optische Bewegungen in demselben Medium fortpflanzen.

Die Gleichungen $C$ §. 1225 haben uns die Abhängigkeit der Dichtigkeit der elektrischen Strömung von den an jeder Stelle wirkenden elektromagnetischen äusseren Kräften ergeben. Wird in dieselben für ein isotropes Medium $a = \mu\alpha$, $b = \mu\beta$, $c = \mu\gamma$ eingeführt und darauf $a, b, c$ aus den Gleichungen $A$ §. 1220 in $V_y, V_x, V_z$ ausgedrückt, so wird z. B. die Gleichung

$$\frac{\partial \gamma}{\partial y} - \frac{\partial \alpha}{\partial z} = 4\pi u \quad \ldots \ldots \ldots \quad 1)$$

$$\frac{\partial^2 V_y}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 V_x}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 V_z}{\partial x \partial z} = 4\mu\pi u \quad \ldots \quad 2)$$

u. s. f.

Setzen wir $$\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z} = I$$

und $$\frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V_x}{\partial z^2} = \overline{\Delta^2 V_x}$$

u. s. f., so ist diese Gleichung

$$\frac{\partial I}{\partial x} - \overline{\Delta^2 V_x} = 4\mu\pi u \quad \ldots \ldots \ldots \quad 3)$$

Analog sind die Gleichungen für $v$ und $w$. Die Werthe $u$, $v$, $w$ ergeben sich aus den Gleichungen $F$, in die die Ausdrücke für die elektromotorische Kraft $E$ aus den Gleichungen $B$ einzuführen ist.

Ruht das betrachtete Medium, so fallen in letzteren Gleichungen die 1232
ersten $\frac{dx}{dt}, \frac{dy}{dt}, \frac{dz}{dt}$ enthaltenden Glieder fort und es bleiben für die Gleichungen 3) die folgenden Ausdrücke:

$$\mu\,(4\pi F + K)\,\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial V_x}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x}\right) + \frac{\partial I}{\partial x} + \overline{\Delta^2 V_x} = 0 \quad . \quad . \quad 4)$$

u. s. f. Werden die drei so gewonnenen Gleichungen nach $x$, $y$ und $z$ differenzirt und addirt, so ist

$$\mu\,(4\pi F + K)\,\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial I}{\partial t} - \overline{\Delta^2 \psi}\right) F = 0.$$

Ist das Medium ein Nichtleiter, so ist $F = 0$. $\overline{\Delta^2 \psi}$ stellt die Dichtigkeit der freien Elektricität in der Volumeneinheit dar und ist von $t$ unabhängig. $I$ ist demnach eine lineare Function von $t$ und das Glied $\frac{\partial I}{\partial x}$ in Gl. 4 kann eben so wenig, wie das $\psi$ enthaltende Glied periodische Veränderungen des Mediums involviren. Diese sind nur ausgedrückt durch

$$\mu K \frac{\partial^2 V_x}{\partial t^2} + \overline{\Delta^2 V_x} = 0$$

und ebenso
$$\mu K \frac{\partial^2 V_y}{\partial t^2} + \overline{\Delta^2 V_y} = 0 \quad \ldots \ldots \ldots \quad 5)$$

$$\mu K \frac{\partial^2 V_z}{\partial t^2} + \overline{\Delta^2 V_z} = 0$$

Es sind dies dieselben Gleichungen, welche die Bewegungen eines elastischen festen Körpers darstellen, in welchem sich Schwingungen mit der Geschwindigkeit $V = \frac{1}{\sqrt{K\mu}}$ fortpflanzen.

1233 Werden die Constanten in elektrostatischen Einheiten gemessen, so ist in der Luft $K = 1$ und $\mu = \frac{1}{v^2}$ (vergl. §. 1221), also

$$V = v \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 6)$$

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektrischer Störungen in der Luft wäre demnach gleich der Geschwindigkeit, welche die Zahl der elektrostatischen Einheiten in einer elektromagnetischen Einheit ausdrückt und die nach den verschiedenen Versuchen von Weber, Maxwell und Thomson resp. $31074 . 10^4$, $28800 . 10^4$ oder $28200 . 10^4 \frac{\text{Meter}}{\text{Secunden}}$ beträgt; ein Werth, der in der That der Lichtgeschwindigkeit, 29836 bis $31400 . 10^4 \frac{\text{Meter}}{\text{Secunden}}$, sehr nahe steht.

Ist die Dielektricitätsconstante eines nichtleitenden Körpers $K_n$, seine magnetische Inductionsconstante $\mu_1$, welche in den nicht magnetischen Körpern der Constante $\mu$ für die Luft gleich gesetzt werden kann, so wird die Fortpflanzungsgeschwindigkeit $V_n$ der Störungen in diesem Körper

$$V_n = \frac{1}{\sqrt{K_n}} V \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 7)$$

oder, wenn $n = \frac{V}{V_n}$ gleich dem Brechungsindex des Körpers ist,

$$K_n = n^2.$$

Nach der Theorie von Maxwell ist also das elektrische specifische Vertheilungsvermögen eines Körpers gleich dem Quadrat seines Brechungsindex.

Eine erste Bestätigung dieses Satzes durch Boltzmann s. w. u.

Da die Fortpflanzung der Elektricitätsstörungen in schlechten Leitern sehr langsam erfolgt, so wird für vergleichende Messungen der elektrischen und optischen Erscheinungen Licht von der grössten Wellenlänge zu wählen sein.

1234 Können sich die elektrischen und magnetischen Störungen in ebenen Wellen fortpflanzen, die z. B. normal zur $Z$-Axe sind, so können die die-

selben bedingenden Werthe sich nur in der Richtung der $Z$-Axe ändern, also nur Functionen von $z$ und $t$ sein. Dann ist also, wenn $a = \mu\alpha$, $b = \mu\beta$, $c = \mu\gamma$ ist, in Gl. $C$ unter Berücksichtigung von Gl. $A$

$$a = -\frac{\partial V_y}{\partial z};\quad b = -\frac{\partial V_x}{\partial z};\quad c = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 8)$$

$$4\pi\mu u = -\frac{\partial^2 V_x}{\partial z^2};\quad 4\pi\mu v = -\frac{\partial^2 V_y}{\partial z^2};\quad 4\pi\mu w = 0. \quad . \quad 9)$$

Die Werthe (8) entsprechen den magnetischen, die Werthe (9) den elektrischen Störungen, welche beide in die Wellenebene fallen. Wenn die wirkende Kraft eine magnetische Störung nur in der Richtung der $X$-Axe erzeugt, so fällt die elektrische Störung mit der $Y$-Axe zusammen, steht also auf ersterer senkrecht. Aus den Gl. 5 folgt unter denselben Bedingungen in Folge der Gl. ($C$)

$$\mu K \frac{\partial^2 V_x}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 V_x}{\partial z^2} = 0;\quad \mu K \frac{\partial^2 V_y}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 V_y}{\partial z^2} = 0;\quad \mu K \frac{\partial^2 V_z}{\partial t^2} = 0 \quad 10)$$

Während die ersten beiden Gleichungen die Fortpflanzung ebener Wellen nach den Formeln

$$V_x = F(z - Vt) + f(z + Vt);\quad V_y = \Phi(z - Vt) + \varphi(z + Vt) \quad 11)$$

darstellen, ergiebt die dritte Gleichung

$$V_z = \frac{1}{\mu K}(A + Bt) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 12)$$

Der Werth $V_z$ kann also an der Wellenbewegung keinen Antheil haben. Die elektrisch- magnetischen Störungen können keine Longitudinalwellen geben.

Nimmt man an, dass die elektrostatische Vertheilung nach den drei **1235**
Axenrichtungen verschieden ist, so erhält man analog den bisherigen Betrachtungen Gleichungen, welche der Fortpflanzung der Lichtwellen in krystallinischen Medien entsprechen, wenn die Polarisationsebene des Lichtes als senkrecht zur Ebene der elektrischen Störungen durch den Strahl angenommen wird.

Sind im Gegentheil die Körper so gute Leiter, dass die elektrosta- **1236**
tische Vertheilung zu vernachlässigen ist, so wird die Ausbreitung der elektrischen Störungen mit der Zeit durch Gl. 4 dargestellt, in der nunmehr $K = 0$ zu setzen ist. Dann ist

$$\overline{\Delta^2 V_x} + 4\pi\mu F \frac{\partial V_x}{\partial t} = 0$$

u. s. f. Diese Gleichung entspricht der Gleichung der Wärmeleitung. Die Aenderungen von $V_x$ in der Richtung der auf der $XY$-Ebene senkrechten $Z$-Axe finden ganz in derselben Weise statt, wie die Ausbreitung der Wärme in einem festen Körper, wenn die Anfangszustände von $V_x$ und der Temperatur $t$ dieselben sind.

Wird also an einer Stelle eines Mediums ein Strom in der Richtung der $X$-Axe erzeugt, so entsteht dicht daneben ein entgegengerichteter Inductionsstrom, beide Ströme heben sich zuerst in ihrer elektromagnetischen Wirkung auf entfernte Punkte auf. Dann verschwindet der Inductionsstrom, erzeugt entfernter vom ursprünglichen Strom einen neuen Inductionsstrom u. s. f., so dass sich die Induction mit abnehmender Intensität immer weiter ausbreitet, gerade wie die Wärme.

Hierbei ist die Leitungsfähigkeit umgekehrt proportional $4\pi\mu F$ zu nehmen (während nach den Versuchen die elektrische Leitungsfähigkeit der thermischen direct proportional ist), so dass also ein bestimmter Zustand des Mediums um so langsamer erreicht wird, je besser dasselbe leitet. In der That wird, wenn ein geschlossener Stromkreis von einer unendlich gut leitenden Hülle umgeben ist, und in ersterem ein Strom erzeugt wird, die inducirende Wirkung nach aussen vollständig gehindert [1]).

1237 Wir haben schon §. 1211 angeführt, dass die Verhältnisse im Magnetfelde denen einer strömenden Flüssigkeit sehr analog sind und die Veränderungen des Potentials in ersterem analogen Veränderungen des Druckes in letzterer entsprechen. Diese Vergleichung lässt sich noch weiter ausführen.

Ist ein Element $dx\,dy\,dz$ eines Körpers nach den drei Axen mit den Intensitäten $A$, $B$, $C$ magnetisirt, und sind die äusseren magnetischen Kräfte nach diesen Richtungen $\alpha$, $\beta$, $\gamma$, so ist die potentielle Energie der Magnetisirung des Elementes

$$-(A\alpha + B\beta + C\gamma)\,dx\,dy\,dz$$

und die das Element in der Richtung der $x$ bewegende Kraft $X_1\,dx\,dy\,dz$, wo

$$X_1 = A\frac{\partial\alpha}{\partial x} + B\frac{\partial\beta}{\partial y} + C\frac{\partial\gamma}{\partial z}.$$

Befindet sich in dem Körper ein Strom, dessen Dichtigkeitscomponenten $u, v, w$ sind, so addirt sich hierzu die Kraft $X_2 = vc - wb$.

Werden die Werthe $a, b, c$ an Stelle von $A$, $B$, $C$ (Gl. $A_1$ §. 1211) und $\alpha, \beta, \gamma$ an Stelle von $u, v, w$ (Gl. $C$ §. 1225) eingeführt, so wird, da $\frac{\partial a}{\partial x} + \frac{\partial b}{\partial y} + \frac{\partial c}{\partial z} = 0$ ist, die auf die Volumeneinheit wirkende gesammte Kraft

$$X = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{\partial a\alpha}{\partial x} + \frac{\partial b\beta}{\partial y} + \frac{\partial c\gamma}{\partial z}\right) + \frac{1}{8\pi}\frac{\partial(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)}{\partial x}.$$

---

[1]) Leitet das Medium unvollkommen, so wird die Gleichung der Wellenbewegung

$$\frac{\partial^2 V_x}{\partial z^2} = \mu K\frac{\partial^2 V_x}{\partial t^2} + 4\pi\mu F\frac{\partial V_x}{\partial t};$$

deren Lösung $V_x = e^{-pz}\cos(nt - qz)$ ist, wenn $q^2 - p^2 = \mu K n$, $2pq = 4\pi\mu F n$ ist. In diesem Fall findet sowohl eine elektrostatische Vertheilung, wie Leitung statt und die der letzteren entsprechende Energie setzt sich in Wärme um, wird also absorbirt. Die genauere Discussion der Gleichung würde ergeben, dass in einem Medium um so mehr Licht bei dem Durchgange absorbirt werden müsste, je besser dasselbe leitete. Indess hat dieser Satz doch durchaus keine allgemeine Gültigkeit.

Ferner ist das Drehungsmoment, welches das Element um die $X$-Axe in der Richtung von der $Y$- zur $Z$-Axe dreht,

$$L = B\gamma - C\beta = \frac{1}{4\pi}(b\gamma - c\beta).$$

Ist in einem flüssigen Medium ein Element $dx\,dy\,dz$ abgegrenzt, und sind die Spannungen, welche auf die Einheit der Fläche von $dy\,dz$ wirken, in der Richtung der drei Axen resp. $P_{xx}$, $P_{xy}$, $P_{xz}$, und analog auf die anderen Flächen (wobei, wenn in dem Medium eine Rotation stattfindet, $P_{xz}$ und $P_{zx}$ u. s. f. nicht einander gleich sind), so ist die auf das Element in der Richtung der $X$-Axe wirkende gesammte Kraft 1238

$$X_0\,dx\,dy\,dz = \left(\frac{\partial P_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial P_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial P_{zx}}{\partial x}\right) dx\,dy\,dz,$$

und das Drehungsmoment, welches das Element um die $X$-Axe in der Richtung von der $Y$- zur $Z$-Axe dreht

$$L_0\,dx\,dy\,dz = (P_{yz} - P_{zy})\,dx\,dy\,dz.$$

Analog entwickeln sich die entsprechenden Gleichungen für die anderen Axen.

Die Werthe $X_0$ und $L_0$ werden mit den im vorigen Paragraphen gegebenen Werthen $X$ und $L$ identisch, wenn die Spannungen

$$P_{xx} = \frac{1}{4\pi}[a\alpha - 1/2(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)]$$

$$P_{yy} = \frac{1}{4\pi}[b\beta - 1/2(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)]$$

$$P_{zz} = \frac{1}{4\pi}[c\gamma - 1/2(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)]$$

$$P_{yz} = \frac{1}{4\pi}b\gamma;\quad P_{zy} = \frac{1}{4\pi}c\beta;\quad P_{zx} = \frac{1}{4\pi}c\alpha;\quad P_{xz} = \frac{1}{4\pi}a\gamma$$

$$P_{xy} = \frac{1}{4\pi}a\beta;\quad P_{yx} = \frac{1}{4\pi}b\alpha$$

gesetzt werden. — Wird der Winkel $2\varepsilon$ zwischen der Richtung der magnetischen Kraft $H$ und der magnetischen Induction $M$ durch die X-Axe halbirt, so ist

$$\alpha = H\cos\varepsilon,\ \beta = H\sin\varepsilon,\ \gamma = 0;\ a = M\cos\varepsilon,\ b = -M\sin\varepsilon,\ c = 0.$$

Bei Einführung dieser Werthe zeigt sich, dass den Drucken entspricht: 1) nach allen Richtungen ein Druck $1/8\,\pi H^2$; 2) eine Dehnung in der Richtung der $X$-Axe, gleich $1/4\,\pi MH\cos^2\varepsilon$; 3) ein Druck in der den Supplementwinkel zu $2\varepsilon$ halbirenden Richtung; 4) ein Kräftepaar, welches jedes Element in der Ebene von $H$ und $M$ von $M$ nach $H$ dreht und gleich $\pm\frac{1}{4\pi}MH\sin 2\varepsilon$ ist. Ist $\varepsilon = 0$, so fällt letzteres fort, und die Dehnung in der Richtung der $X$-Axe ist $1/4\,\pi MH$.

1239 Wir haben schon früher angedeutet, dass die elektrostatischen und magnetischen Attractionserscheinungen in ganz gleicher Weise sich verhalten. Somit können beide Erscheinungsgebiete in gleicher Weise mit den Druckverhältnissen einer Flüssigkeit parallelisirt werden. Da nun die zur $Z$-Axe normalen elektrischen und magnetischen Schwingungen nach §. 1234 auf einander senkrecht stehen, so entspricht die elektrostatische Energie einem Druck $D$ in der Richtung der $Y$- und $Z$-Axe, einer Dehnung $D$ in der Richtung der $X$-Axe; die elektromagnetische Energie dagegen einem Druck $D$ in der Richtung der $X$- und $Z$-Axe, einer Dehnung $D$ in der Richtung der $Y$-Axe; beide vereint also geben einen Druck $2D$ in der Richtung der Fortpflanzungsrichtung der Welle $Z$[1]).

1240 Die elektromagnetischen Erscheinungen, die elektromagnetische Drehung der Polarisationsebene des Lichtes u. s. f. deuten darauf hin, dass die Elemente des elastischen Mediums, in welchem dieselben auftreten, in rotatorischer Bewegung sind. Nimmt man mit Maxwell[2]) an, dass diese Wirbel ihre Axen in der Richtung der Magnetkraftlinien haben, ihre Drehungsrichtung der Richtung der supponirten Ampère'schen Molekularströme entspricht, so kann man die Spannungen in dem Medium in folgender Art ableiten. Es sei die mittlere Dichtigkeit eines Wirbels gleich $\varrho$, die Geschwindigkeit am Rande gleich $v$, der Druck in der Richtung der Axe $p_1$, der Ueberschuss des Druckes an dem Rande des Wirbels in äquatorialer Richtung zu seiner Drehungsaxe $p_1 - p_2 = \frac{\mu}{4\pi} v^2$, wo $\frac{\mu}{4\pi}$ eine der Dichtigkeit $\varrho$ proportionale, von der Gestalt des Wirbels und der Vertheilung der Dichtigkeit darin abhängige Constante ist. Dann ist das Verhalten des Mediums das gleiche, wie wenn es nach allen Richtungen einem hydrostatischen Druck $p_1$ unterworfen wäre und in der Richtung der Axe eine entsprechende Span-

---

1) Ist die Formel für die Schwingungen des Lichtes

$$F = A \cos \frac{2\pi}{\lambda}(z - Vt),$$

so ist die derselben entsprechende, sie erzeugende elektromotorische Kraft

$$P = -A \frac{2\pi}{\lambda} \sin \frac{2\pi}{\lambda}(z - Vt),$$

also die Energie in der Volumeneinheit gleich $\frac{P^2}{8\pi\mu V^2}$, wenn $P$ der Maximalwerth der erregenden elektromotorischen Kraft ist. Diese Energie ist zur Hälfte den magnetischen, zur Hälfte den elektrischen Bewegungen zuzuschreiben. In der Zeiteinheit geht also durch die Flächeneinheit die Energie $W = \frac{P^2}{8\pi\mu V}$ hindurch, wodurch die elektromotorische Kraft $P = \sqrt{8\pi\mu V W}$ sich ergiebt. Fällt Sonnenlicht auf eine Fläche, z. B. einen Quadratfuss der Erde, so ist die Energie derselben in der Secunde 83,4 Fusspfund, woraus sich in elektromagnetischen Einheiten, die elektromotorische Kraft gleich 67 oder nahe der von 600 Daniell'schen Elementen für jeden Meter ergiebt. Das Maximum der magnetischen Kraft, welche dabei aufträte, wäre etwa etwas mehr als $^1/_{10}$ der horizontalen magnetischen Intensität in England (Maxwell l. c.).

2) Maxwell, Phil. Mag. [4] Vol. XXI, p. 161, 281, 338. 1861*; Vol. XXIII, p. 12, 85. 1862*. Wir deuten diese Betrachtungen nur an.

nung $p_1 - p_2$ hinzuträte. Ist $P_{xx}$ die in der Richtung parallel der $X$-Axe stattfindende Spannung, sind $P_{yx}$ und $P_{zx}$ die in den Coordinatenebenen $XY$ und $XZ$ stattfindenden tangentialen Spannungen, sind die Richtungscosinus der Axen der Wirbel $\xi$, $\eta$, $\zeta$, so ist

$$P_{xx} = \frac{\mu}{4\pi} v^2 \xi^2 - p_1; \quad P_{yx} = \frac{\mu}{4\pi} v^2 \eta \zeta; \quad P_{zx} = \frac{4}{4\mu} v^2 \zeta \xi.$$

Wird hier $p_1 = \frac{1}{8\pi}(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)$, $v\xi = \alpha$, $v\eta = \beta$, $v\zeta = \gamma$ gesetzt, so stimmen diese Gleichungen mit denen des §. 1238 überein, da $\mu\alpha = a$, $\mu\beta = b$, $\mu\gamma = c$ ist. Die Annahme solcher Wirbel führt also zu denselben Resultaten, wie die aus den mechanischen Gleichungen entwickelte Theorie.

Befindet sich ein Nordpol zwischen den Polen eines festen Magnetes, 1241
so gehen von ihm Kraftlinien aus, welche gleiche Richtung mit den vom Nordpol zum Südpol des festen Magnetes laufenden Kraftlinien besitzen. Die Geschwindigkeit der Wirbel wird auf der Seite dieses letzteren Poles beschleunigt, ebenso wie sie auf der Seite des Nordpoles verzögert wird; daher bewegt sich der Nordpol zum Südpol des Magnetes hin. Wird an Stelle des Nordpoles ein Südpol gesetzt, so laufen von diesem die Kraftlinien in entgegengesetzter Richtung; es tritt also gerade das umgekehrte Verhalten ein. Aus derselben Betrachtung würde folgen, dass Körper, die im Magnetfeld stärker magnetisch erregt werden, als die Umgebung, sich zu Orten grösserer magnetischer Intensität, Körper, die schwächer erregt werden, zu Orten kleinerer Intensität hinbewegen; dass die Abstossung eines Magnetpoles durch einen gleichnamigen Pol umgekehrt dem Quadrat der Entfernung entspricht. Ferner muss die Anziehung zweier Pole in magnetischen Medien kleiner sein, als in schwächer magnetischen. Umgekehrt sollte die Anziehung zweier Stromesleiter sich verhalten.

Da die, neben einander um parallele Axen rotirenden Massen des magnetischen Fluidums sich gegenseitig in ihrer Bewegung stören würden, so macht Maxwell die Annahme, dass zwischen ihnen Partikel liegen, welche äusserst klein und in äusserst geringer Masse vorhanden sein sollen, die für sich keine Bewegung erhalten, sondern gewissermaassen wie Transmissionsräder von den magnetischen Wirbeln in eine ihrer Rotation entgegengesetzte Drehung versetzt werden; so dass also jeder Wirbel vermittelst dieser Transmission einen benachbarten Wirbel in gleicher Richtung mit der ihm schon ertheilten Drehung weiter zu drehen strebt. Wenn von aussen eine elektromotorische Kraft die Zwischenpartikel bewegt, so ist das Verhalten der Leiter von dem der Nichtleiter (dielektrischen Körper) zu unterscheiden. In ersteren entsteht ein Strom, indem die Zwischenpartikel (wie durch eine poröse Membran) von einem Molekül zum anderen übergehen, wobei sich die elektrische Energie in Wärme umsetzt und somit durch einfache Umkehrung des Processes nicht wieder gewonnen werden kann. In letzteren

entsteht eine Spannung der Elektricitäten in jedem Molekül, wie in einem elastischen Medium, die bei Fortfallen der vertheilenden elektromotorischen Kraft wieder verschwindet. Dieser Zustand wird dadurch bedingt, dass die Zwischenpartikel bei ihrer Verschiebung in tangentialer Richtung auf die zwischen ihnen befindliche elastische, magnetische Masse drücken und ihre Gestalt verändern. Hört die Kraft auf zu wirken, so führt dieser elastische Druck umgekehrt die Zwischenpartikel wieder in ihre Ruhelage zurück.

Werden die Zwischenpartikel durch die elektromotorische Kraft in einem Leiter von Molekül zu Molekül in einer bestimmten Richtung zwischen den umgebenden magnetischen Massen bewegt, so werden sie dieselben umgekehrt in eine Rotation versetzen, welche auf der den Zwischenpartikeln zugekehrten Seite im gleichen Sinne mit der Bewegung der Zwischenpartikel stattfindet. Auf diese Weise soll sich die Anordnung der Magnetkraftlinien um einen Stromesleiter herum erklären.

Würde sich zwischen den magnetischen Wirbeln, welche durch die im Strom bewegten Zwischenpartikel erregt werden, eine andere, noch ruhende, der bewegten Reihe von Zwischenpartikeln parallele Reihe gleicher Moleküle befinden, so würden zunächst neben den bewegten Partikeln magnetische Wirbel entstehen, welche ihre Bewegung auf die zweite Reihe der Partikel übertragen. Diese würden sich dadurch in entgegengesetzter Richtung fortschieben, wie die erste Reihe; ihre Bewegung entspräche einem inducirten Strome, der so lange andauerte, bis die magnetischen Moleküle auf der anderen Seite der Partikel eine gleiche Drehungsgeschwindigkeit erlangt hätten, wie die Moleküle zwischen der ersten und zweiten Reihe der Partikel. Der inducirte Strom dauerte also an während der Mittheilung der Bewegung der magnetischen Wirbel durch die zwischenliegende Reihe der Partikel. Wird in ähnlicher Weise ein Stromesleiter oder ein Magnet in der Nähe eines Leiters bewegt, so ändert sich die Rotationsgeschwindigkeit der Wirbel, und auch so können die Zwischenpartikel bewegt werden, und es kann ein inducirter Strom entstehen. Die tangentiale Kraft also, mit welcher die bewegten magnetischen Moleküle auf die Partikel drücken, würde die elektromotorische Kraft, der Druck der Partikel gegen einander die Spannung zwischen ihnen darstellen.

1242 Auf die Annahme eben solcher Wirbel basirt Maxwell [1]) die Berechnung der magnetischen Drehung der Polarisationsebene, indem er dabei das von Helmholtz [2]) gewonnene Resultat benutzt, dass wenn ein aus bestimmten Flüssigkeitstheilchen bestehender Wirbel sich in der Flüssigkeit verschiebt, das Product aus seiner Rotationsgeschwindigkeit mit seinem Querschnitt constant bleibt. Er nimmt ferner an, dass die Winkel-

[1]) Maxwell, Treatise on elektricity and magnetism Vol. II, p. 399. 1873*; vergl. auch W. Thomson, Proceed Roy. Soc. 1856, June*; auch Phil. Mag. [4] Vol. XXIII, p. 85. 1862*. — [2]) Helmholtz, Crelle's Journ. Bd. LV, S. 1. 1858*.

geschwindigkeit des durch die Lichtbewegung in (gleichzeitige, rechts und linksherum stattfindende) Rotationen versetzten Lichtäthers mit der Bewegung des Aethers sich combiniren kann, welche die magnetischen Erscheinungen bedingt. Er gelangt hierdurch zu der schon §. 686 citirten Formel

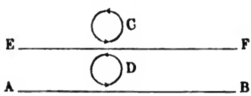
$$\varrho = Const.\ \frac{4\pi^2 m}{V}\ \frac{n^2}{\lambda_0^2}\left(n - \lambda_0\ \frac{d\,n}{d\,\lambda}\right),$$

wo $\varrho$ die Drehung, $m$ die Intensität des Magnetismus in der Richtung des Lichtstrahles, $V$ die Lichtgeschwindigkeit, $\lambda_0$ die Wellenlänge im Vacuum, $n$ der Brechungsindex der Substanz ist. Da dieselbe indess nach den §. 687 angeführten Versuchen von Verdet nicht genügend mit der Beobachtung übereinstimmt, so glauben wir für die weitere Ausführung der Rechnung auf das Original verweisen zu können [1]).

---

[1]) Mit den Ansichten von Maxwell stimmt eine Hypothese von Reynard (Ann. de Chim. et de Phys. [4] T. XIX, p. 272. 1870*) nahe überein. Er stellt sich vor, dass in dem zwischen den Stromleitern befindlichen Medium unendlich kleine Wirbel nach allen Richtungen liegen, die durch die Ströme gerichtet, so dass sie in der Nähe des Stromes die gleiche Richtung mit letzterem hätten, oder auch in ihrer Geschwindigkeit in gleichem Sinne durch den Strom beschleunigt würden. Solche Wirbel würden, wie Luft und Wasserwirbel, die bewegten Moleküle nach aussen treiben und dadurch eine Repulsivkraft unter einander ausüben. Sie würden dagegen die in ihrer Axe liegenden Moleküle zu sich hinziehen und dadurch in dieser Richtung Attractionen bewirken können. Ist dann durch einen Strom $AB$, Fig. 455, ein System von Wirbeln erzeugt oder gerichtet, und tritt zwischen dieselben ein vom Strom durchflossener Leiter, so wird, wenn der Strom in demselben eine Componente in der Richtung von $E$ nach $F$ in der Ebene der Wirbel besitzt, also gegen dieselbe nicht senkrecht ist, der Stromesantheil in der Componente $EF$ die Wirbel $C$ beschleunigen, die Wirbel $D$ verzögern; dadurch würde er von $C$ stärker abgestossen, als von $D$, und sich $AB$ nähern. Das umgekehrte träte bei entgegengesetzter Stromesrichtung in $EF$ ein. Bei gegen einander geneigten Strömen zeigen sich die analogen Verhältnisse. Bei einem zwischen zwei entgegengerichteten Strömen gestellten Magnet würde die Richtung der Molekularströme der der Wirbel entsprechen; ihre Wechselwirkung und die der Ströme gegen sie würde die elektromagnetischen Erscheinungen bedingen.

Fig. 455.




Wirkt nun (die Ableitung soll nur eine Vorstellung von dem Ideengang von Reynard geben; ist deshalb kürzer und weniger vollständig, als seine Betrachtungen) ein Element $ds$ in $A$ (Fig. 456), in dem ein Strom von der Intensität Eins fliesst, auf ein Element $ds_1$ in $B$, bildet $ds$ mit der Verbindungslinie $AB$ der Mitten beider Elemente den Winkel $\vartheta$, und $ds_1$ mit der durch $ds$ und $AB$ gelegten Ebene den Winkel $\psi$, so werden die Wirbel, welche von der auf der Ebene $ds\,AB$ senkrechten Componente $ds_1 \sin\psi$ von $ds_1$ ausgehen, von $ds$ nicht verändert. Die Wirbel, welche um die in der Ebene $ds\,AB$ liegende Componente $ds_1 \cos\psi$ nach allen Richtungen herumliegen, und durch $ds_1 \cos\psi$ so gerichtet sind, dass ihre Ebenen $ds_1 \cos\psi$ schneiden, können alle in Wirbel in der Ebene $ds\,AB$ und senkrecht dagegen zerlegt werden, von denen letztere wiederum durch $ds$ nicht beeinflusst werden. Ebenso können wir $ds$ in zwei Componenten, $ds \cos\vartheta$ in der Richtung von $AB$ und $ds \sin\vartheta$ senkrecht dagegen zerlegen, von denen nur die letztere wirksam ist.

Es sei der Durchmesser eines der wirksamen Wirbel $O$ (Fig. 456 a. f. S.) gleich $\delta$. Dann setzt Reynard die beschleunigende Wirkung des Elementes $ds \sin\vartheta$ auf ein im Punkte $N$ lie-

1243 Die elektrischen Vorgänge bestehen auch nach **Hankel** [1]) in kreisförmigen Schwingungen, deren Richtung indess eine wesentlich andere ist, als bei den Annahmen von **Maxwell** und **Reynard**.

---

gendes Element $\frac{\delta}{2} \cdot d\alpha$ des Wirbels, welches im Winkelabstande $\alpha$ von der Linie $OA$ entfernt ist, gleich

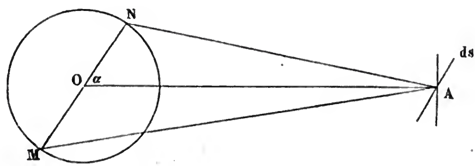
$$\frac{\delta}{2}\, i\, ds \sin\vartheta \cos\alpha\, \frac{1}{AN}\, d\alpha,$$

und die entgegengesetzt wirkende Beschleunigung auf das $N$ diametral gegenüberliegende Element $M$

$$-\frac{\delta}{2}\, i\, ds \sin\vartheta \cos\alpha\, \frac{1}{AM}\, d\alpha,$$

indem sich die Wirkung des Elementes $ds \sin\vartheta$ nach den Seiten des Elementes in Cylinderoberflächen ausbreiten, d. h. proportional der Entfernung vermindern soll.

Fig. 456.




Ist $OA$ sehr gross, so kann $AM = AN + \delta \cos\alpha$ und nachher bei Addition der obigen beiden Ausdrücke in dem gemeinschaftlichen Nenner $AM = AN = AO = r$ gesetzt werden. Wird dann die Summe von 0 bis $\frac{\pi}{2}$ integrirt, so erhält man die Gesammtbeschleunigung des Wirbels:

$$dv\, \frac{\delta^2 \pi}{4}\, i\, ds\, \frac{\sin\vartheta}{r^2}.$$

Der Wirbel hat im Allgemeinen eine der Intensität $i_1$ des Stromes in $ds_1$ proportionale Geschwindigkeit $v$. Sein Druck gegen $ds_1 \cos\psi$, ebenso wie der Druck der auf allen Seiten desselben liegenden Wirbel wird demnach proportional $v^2$ sein. Aendert sich $v$ um $dv$, so wird der Druck sich um $2\,v\,dv$ ändern, d. h. um einen Werth, der gleich

$$D = const. \frac{i\, i_1\, ds\, ds_1 \sin\vartheta \cos\psi}{r^2}$$

ist. Eine entsprechende entgegengesetze Veränderung des Druckes erleidet der auf der anderen Seite des Elementes liegende, entgegengesetzt rotirende Wirbel, so dass das Element je nach der Stromesrichtung nach der einen oder anderen Seite in einer auf seiner Richtung senkrechten Richtung mit einer jenem Werth proportionalen Kraft bewegt wird. Dies ist aber die Formel für die Anziehung eines Stromelementes durch ein anderes, einem geschlossenen Strom angehöriges, wie sie zuerst **Grassmann** (Bd. II, §. 26) aufgestellt hat. — Aehnliche Betrachtungen lassen sich für die Inductionswirkungen u. s. f. anstellen. — [1]) Gef. Originalmittheilung des Autors. Vgl. auch **Hankel** Pogg. Ann. Bd. CXXVI, S. 440. 1865; Bd. CXXXI, S. 607. 1867*. Math. Phys. Bericht der K. sächs. Gesellschaft d. Wissensch. 1865. S. 30; 1866. S. 269.

Elektrostatik. Wird ein Körper, z. B. eine isolirte Kugel mit freier Elektricität geladen, so entstehen auf allen Punkten ihrer Oberfläche unendlich kleine kreisförmige Schwingungen (Wirbel), welche eine grössere Anzahl von Aethertheilchen (unter einer gewissen Theilnahme der materiellen Moleküle) gemeinsam vollführen. Je nachdem der Umschwung um die auf jedem Punkte nach aussen errichtete Normale in der einen oder der anderen Richtung erfolgt, erscheint die elektrische Ladung der Kugel positiv oder negativ, so dass sich also die positive und negative Elektricität nur durch die Richtung unterscheiden, in welcher die Umdrehung dem Beobachter erscheint, und eine und dieselbe Schwingung, je nachdem sie von der einen oder der anderen Seite betrachtet wird, die positive oder die negative Elektricität darstellt.

Im Zustande der Ruhe muss bei stabilem Gleichgewicht die Summe aller Abstossungen der Aethertheilchen ein Minimum sein. Wird nun ein Theil des Aethers gegen den anderen um eine im Verhältniss zum Abstande der Moleküle des Aethers sehr kleine Grösse parallel mit einer Ebene verschoben, so wächst die Summe der Abstossungen. Diese Zunahme der Abstossungen lässt sich zerlegen in eine mit jener Ebene parallele und in eine zweite gegen dieselbe senkrechte. Da die erstere mit der Richtung der Verschiebung ihr Zeichen ändert, so wird sie mit der ersten Potenz jener Verschiebung (oder allgemein einer Function, welche mit der Umkehrung der Richtung ihr Zeichen wechselt) proportional sein, während die zweite von der Richtung der Verschiebung unabhängig ist, und also der zweiten Potenz der Verschiebung proportional geht. Die erste Componente dient, um die Bewegung der verschobenen Schicht auf die nächste zu übertragen, während die zweite Componente die gegenseitige Abstossung dieser beiden Schichten vermehrt. Da nun die Fortpflanzung der Bewegung von einer Schicht bis zur nächsten eine gewisse Zeit gebraucht, so wird bei der kreisförmigen Schwingung die Verschiebung der einen Schicht (Wirbels) gegen die nächstfolgende um so grösser sein, je grösser die Rotationsgeschwindigkeit des Wirbels ist; es wird also die Abstossung der beiden Schichten mit dem Quadrat der Rotationsgeschwindigkeit wachsen.

Bei der Ausbreitung der Schwingungen im Raume ändert sich, wenn der Einfachheit wegen den Wirbeln stets gleiche Durchmesser beigelegt werden, die Rotationsgeschwindigkeit im umgekehrten Verhältnisse der Quadrate der Entfernungen.

Trifft bei dieser Ausbreitung die z. B. von einer elektrischen Kugel $a$ vom Radius 1 mit einer Rotationsgeschwindigkeit $\omega$ ausgehende Wirbelbewegung im Abstande $r$ auf einen dort befindlichen Wirbel $b$, welcher die Rotationsgeschwindigkeit $\omega'$ besitzt, so lässt sich dieser Fall auf den vorhergehenden zurückführen, indem man dem ganzen System eine Geschwindigkeit $-\frac{\omega}{r^2}$ beigelegt denkt. Dadurch erscheint der Aether

neben $b$ ruhend, und zwischen dem Wirbel $b$ und der anliegenden Aetherschicht entsteht eine Abstossung, welche dem Quadrat der Differenz der beiden an diesem Ort zusammentreffenden Schwingungen $\omega'$ und $\frac{\omega}{r^2}$, also $\left(\omega' - \frac{\omega}{r^2}\right)^2$ proportional ist. Wenn $\omega$ negativ, so wird der vorstehende Ausdruck $\left(\omega' + \frac{\omega}{r^2}\right)^2$.

Es seien zwei kleine aus einer isolirenden Substanz gebildete Scheibchen $A$ und $B$ (Fig. 457) gegeben, und jede durch Reiben überall gleich

Fig. 457.

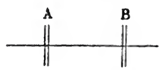



Fig. 459.

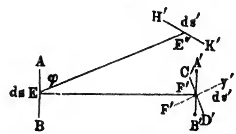
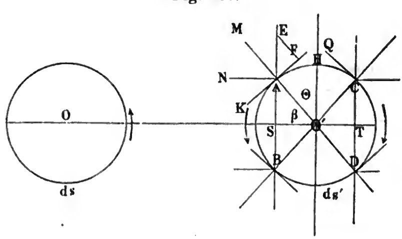



Fig. 458.




stark, z. B. positiv geladen; es möge ferner bei positiver Elektrisirung die Rotation um die in jedem Punkte der Oberfläche errichtete äussere Normale rechtsum erfolgen: so treffen die von der rechten Seite von $A$ ausgehenden Schwingungen die Wirbel auf der linken Seite von $B$ in der entgegengesetzten Richtung, die auf der rechten Seite von $B$ aber in gleichem Sinne rotirend. Die Abstossung der Wirbel auf der linken Seite von $B$ gegen die anliegende Aetherschicht ist also proportional mit $\left(-\,\omega' - \frac{\omega}{r^2}\right)^2$ oder $\left(\omega' + \frac{\omega}{r^2}\right)^2$, während die Abstossung auf der rechten Seite von $B$ gegen die anliegende Aetherschicht proportional mit $\left(\omega' - \frac{\omega}{r^2}\right)^2$ ist. In Folge der grösseren Abstossung auf der linken Seite von $B$ erfolgt also eine Entfernung des Scheibchens $B$ vom Scheibchen

$A$, und die Grösse der Abstossung $\left(\omega' + \frac{\omega}{r^2}\right)^2 - \left(\omega' - \frac{\omega}{r^2}\right)^2 = \frac{4\,\omega\,\omega'}{r^2}$ ist proportional den elektrischen Spannungen auf den beiden Scheiben und umgekehrt proportional dem Quadrate des Abstandes beider. Ist $B$ negativ elektrisirt, so wird die Wirkung auf der rechten Seite von $B$ die grössere, und es erfolgt eine Annäherung an $A$; die scheinbare Anziehung ist proportional mit $-\frac{4\,\omega\,\omega'}{r^2}$.

Durch absolute Nichtleiter gehen die elektrischen Schwingungen hindurch, wie die Lichtstrahlen durch farbloses klares Glas, oder die Wärmestrahlen durch Steinsalz. Treffen sie aber auf einen Leiter, so erzeugen sie auf seiner Oberfläche stehende Schwingungen, in Folge dessen der Leiter selbst elektrisch wird, und zwar erscheint auf der dem elektrischen Körper zugewandten Seite die entgegengesetzte Polarität, weil die Schwingungen hier von der entgegengesetzten Seite als auf dem elektrischen Körper gesehen werden und also um die daselbst nach aussen errichteten Normalen in entgegengesetztem Sinne rotiren.

Elektrodynamik. Fliesst ein elektrischer Strom durch einen Drath, so bilden die in jedem Querschnitte des Drathes liegenden Aethermoleküle unter Betheiligung der materiellen Moleküle des Metalls einen in gemeinsamer Rotation um die Axe des Drathes begriffenen Wirbel, dessen Umschwung je nach der Richtung des Stromes in dem einen oder anderen Sinne erfolgt. Als Maass der Stromstärke kann die Tangentialgeschwindigkeit an der Oberfläche eines Drathes vom Halbmesser Eins gelten.

Bei der Ausbreitung eines solchen Wirbels in den umgebenden Aether werden in Folge der allerseits gleichen Fortpflanzungsgeschwindigkeit die Bewegungen gleichzeitig auf der Oberfläche einer Kugel anlangen, deren Theilchen also in gleicher Zeit ihre Umdrehung vollenden. Betrachtet man die Axe des Drathes als Polaxe jener Kugel, so sind die Tangentialgeschwindigkeiten an den verschiedenen Punkten der Kugeloberfläche proportional dem Sinus der Poldistanz; von einer Kugeloberfläche zur anderen aber ändern sie sich im umgekehrten Verhältnisse der Quadrate der Radien.

Es seien $O$ und $O'$, Fig. 458, die in einer Ebene liegenden Querschnitte zweier paralleler Drathelemente $ds$ und $ds'$ vom Halbmesser Eins, welche auf der Verbindungslinie ihrer Mittelpunkte senkrecht stehen. In $ds$ fliesse ein Strom von der Intensität $\omega$ (Rotationsgeschwindigkeit an der Oberfläche von $O$) und in $ds'$ ein Strom von der Intensität $\omega'$. Endlich sei die Richtung der durch beide Elemente fliessenden Ströme dieselbe, die Rotation finde also in beiden Querschnitten in gleichem Sinne statt, und der Abstand der beiden Mittelpunkte $OO' = r$ sei so gross gegen den Halbmesser Eins, dass man die von $O$ ausgesandten Bewegungen

auf ihrem Durchgange durch den Querschnitt $O'$ als geradlinig und auf $O\,O'$ senkrecht stehend betrachten kann.

Um nun die auf $O'$ ausgeübte Wirkung zu finden, hat man die beiden daselbst zusammentreffenden Bewegungen zu addiren. Im Punkte $A$ ist die Bewegung von $O'$ nach $A\,K$ gerichtet und $= \omega'$; die von $O$ ausgegangene hat in $A$ die Richtung $A\,E$ und die Grösse $\frac{\omega}{r^2}$; letztere zerlegt nach der Tangente giebt $A\,F = \frac{\omega}{r^2} \sin \Theta$, wenn $\Theta$ den Winkel $A\,O'\,H$ bedeutet. Die Summe dieser beiden Geschwindigkeiten ist also $\omega' - \frac{\omega}{r^2} \sin \Theta$; in Folge dieser entsteht gegen die anliegende Aetherschicht eine Abstossung in der Richtung $A\,M$, welche mit $\left(\omega' - \frac{\omega}{r^2} \sin \Theta\right)^2$ proportional ist. Diese kann zerlegt werden in $\left(\omega' - \frac{\omega}{r^2} \sin \Theta\right)^2 \sin \Theta$ parallel zu $O\,O'$, und in $\left(\omega' - \frac{\omega}{r^2} \sin \Theta\right)^2 \cos \Theta$ senkrecht gegen $O\,O'$. Sucht man dieselben Componenten für den entsprechend gelegenen Punkt $B$, so erhält man $\left(\omega' - \frac{\omega}{r^2} \sin \Theta\right)^2 \sin \Theta$ und $-\left(\omega' - \frac{\omega}{r^2} \sin \Theta\right)^2 \cos \Theta$. Die gegen $O\,O'$ senkrechten Componenten heben sich also auf, während die mit $O\,O'$ parallelen die Resultirende $2\left(\omega' - \frac{\omega}{r^2} \sin \Theta\right)^2 \sin \Theta$ geben. Berechnet man in gleicher Weise die aus der Wirkung in $C$ und $D$ sich ergebende, mit $O\,O'$ parallele Resultirende, so wird sie $2\left(\omega' + \frac{\omega}{r^2} \sin \Theta\right)^2 \sin \Theta$. Die Grösse der mit $O\,O'$ parallelen Resultirenden aus den Wirkungen auf die vier entsprechend liegenden Punkte $A$, $B$, $C$, $D$ findet man also $-\,8\,\frac{\omega\,\omega'}{r^2} \sin^2 \Theta$, worin das Zeichen $-$ die Anziehung bedeutet. Durch Multiplication dieses Ausdruckes mit $ds$ und Integration von 0 bis $\frac{\pi}{2}$ erhält man die auf den ganzen Querschnitt $O'$ ausgeübte Kraft $= -\,2\pi\,\frac{\omega\,\omega'}{r^2}$, d. h. die Anziehung ist proportional den beiden Stromintensitäten und umgekehrt proportional dem Quadrat des Abstandes. Ist die Richtung des Stromes in $O'$ die entgegengesetzte, so ergiebt sich die Kraft $+\,2\pi\,\frac{\omega\,\omega'}{r^2}$, d. h. eine Abstossung von gleicher Grösse. Die Kraft ist stets senkrecht gegen das Element $ds'$.

Wenn das Element $ds'$, Fig. 459, nicht mehr mit $ds$ parallel, sondern z. B. aus der Lage $A'\,B'$ in die Lage $C'\,D'$ gedreht ist, so bleibt der zuvor berechnete Ausdruck für die Kraft derselbe, und auch jetzt steht diese Kraft wieder senkrecht auf dem Element $ds'$, wirkt also in

der Richtung $F'G'$. Wird das Element $ds'$ in der Ebene $ABA'B'$ nach $H'K'$ geschoben, so ist die auf dasselbe wirkende Kraft, wenn $\varphi$ den Winkel $AEE''$ bezeichnet, proportional mit $\frac{\omega\omega'}{r^2} \sin\varphi$ und steht senkrecht auf dem Element $H'K'$. Bildet das Element $E''$ mit der durch das Element $E$ $(AB)$ und $r$ $(EE'')$ gelegten Ebene einen Winkel $\psi$, so muss seine Rotationsgeschwindigkeit zerlegt werden in eine Drehung um eine in jener Ebene liegende Axe und in eine zweite Drehung um eine auf derselben senkrechte Axe. Die erste Componente, zusammengesetzt mit der von $E$ ausgehenden Geschwindigkeit giebt die Kraft, mit welcher das Element $E''$ seinen Ort zu verändern strebt.

Sind also zwei beliebige Stromelemente $a$ und $b$ gegeben, so erhält man die von $a$ auf $b$ ausgeübte Kraft proportional dem Product aus der Stromstärke in $a$ und der Projection der Stromstärke von $b$ auf die durch die Axe von $a$ und die Verbindungslinie $ab$ gelegten Ebene, multiplicirt mit dem Sinus zwischen der Axe von $a$ und der Linie $ab$, und dividirt durch $(ab)^2$.

Induction. Wenn eine galvanische Kette geschlossen wird, so bedarf der Strom zu seiner vollen Ausbildung in Folge der in seiner Bahn gelegenen Widerstände eine gewisse Zeit. Während dieses allmählichen Anwachsens breiten sich die von ihm ausgehenden Schwingungen in den umgebenden Aether aus, und besitzen, wenn $\omega$ seine Intensität ist, im Punkte $(r, \varphi)$ die Grösse $\frac{\omega}{r^2} \sin\varphi$.

Ueber den Punkt $(r, \varphi)$ sind also alle von $ds$ während des Anwachsens des Stromes von 0 bis $\omega$ ausgesandten Schwingungen hinweggegangen, und haben auf den dort befindlichen Aether ihre Wirkungen ausgeübt. Die Summe aller dieser Wirkungen ist gleich derjenigen, welche erhalten wird, wenn man den Punkt aus unendlicher Entfernung in einer auf dem Elemente $ds$ senkrechten Richtung bis zum Punkte $(r, \varphi)$ heranführt. Man erhält für jene Summe den Werth $-\frac{\omega}{r}$.

Hieraus folgt die durch eine Aenderung der Stromintensität um $d\omega$ hervorgebrachte Wirkung $= -\frac{d\omega}{r}$, und die durch eine Aenderung des Abstandes um $dr$ erzeugte $= \frac{\omega\, dr}{r^2}$.

Es seien zunächst wieder zwei parallele Drathelemente $ds$ und $ds'$ vom Halbmesser $= 1$, welche auf der Verbindungslinie $r$ ihrer Mitten senkrecht stehen, gegeben, und die Kreise $O$ und $O'$ in Fig. 458 stellen ihren Durchschnitt dar. Fliesst nun in $ds$ ein constanter Strom, so suchen seine durch $O'$ gehenden Schwingungen daselbst den Aether in Bewegung zu setzen, und zwar in je zwei zur Mitte $O'$ symmetrisch gelegenen Punkten in entgegengesetzter Richtung, in $A$ nach $AF$ und in $C$ nach $CQ$. Es lässt sich zeigen, dass, so lange der Strom constant und der

Abstand $r$ ungeändert bleibt, die in einer Richtung wirkenden Kräfte genau durch die in der entgegengesetzten wirkenden compensirt werden, so dass ein constanter Strom bei ruhenden Leitern keinen Inductionsstrom erzeugen kann.

Wenn jedoch der Strom in $O$ seine Intensität ändert, z. B. um $d\omega$ wächst, so trifft dieser Zuwachs zuerst die linke Hälfte des Querschnittes $O'$, und setzt daselbst den Aether in Bewegung; die Wirkung auf jedes Oberflächenelement $A$ der linken Hälfte ist $-\frac{d\omega}{r}\cos\beta$, wenn $\beta$ den Winkel $A\,O'S$ bezeichnet, und wird erst später durch die gleich grosse, entgegengesetzt gerichtete Wirkung auf das entsprechende Element $C$ der rechten Hälfte aufgehoben. Jede Wirkung dauert also fort, bis die Schwingungen sich um $S\,T = 2\cos\beta$ fortgepflanzt haben. Die Summe der in $A$ und $B$ erzeugten Wirkungen ist $= -2\frac{d\omega}{r}\cos\beta$; dieselben bestehen während einer mit $2\cos\beta$ proportionalen Zeit. Um die Wirkung auf die gesammte Oberfläche zu erhalten, ist $-2\frac{d\omega}{r}\cos\beta$ mit $2\cos\beta$ und $d\beta$ zu multipliciren und von $\beta = 0$ bis $\beta = \frac{\pi}{2}$ zu integriren. Dies giebt $-\pi\frac{d\omega}{r}$; der Inductionsstrom hat die entgegengesetzte Richtung von dem entstehenden. Nimmt die Intensität in $ds$ ab, so treffen die stärkeren Schwingungen zuletzt die rechte Seite und der Inductionsstrom hat die gleiche Richtung mit dem in $ds$.

Der Ausdruck $-\frac{d\omega}{r}$ giebt die elektromotorische Kraft, so lange überhaupt $ds'$ mit $ds$ parallel bleibt. Bildet $ds'$ mit $ds$ einen Winkel $(ds, ds')$, so sind die von $ds$ ausgehenden Schwingungen durch Multiplication mit $\cos(ds, ds')$ erst nach der Ebene des auf $ds'$ senkrechten Querschnittes zu zerlegen. Die elektromotorische Kraft ist dann $-\frac{d\omega}{r}\cos(ds, ds')$. Für zwei Leiter wird dieselbe also

$$-\frac{d\omega}{r}\int\int\frac{\cos(ds, ds')}{r}\,ds\,ds'.$$

Aendert das Element $O$ seinen Ort, nähert sich z. B. dem Elemente $ds'$ um $dr$, so treffen die stärkeren Wirkungen zunächst die linke Seite von $O'$ und es entsteht ein Inductionsstrom in entgegengesetzter Richtung von dem in $ds$ fliessenden. Durch eine ähnliche Rechnung, wie vorhin, ergiebt sich die durch die Wirkung auf den ganzen Umfang in Folge einer Aenderung $dr$ entstehende elektromotorische Kraft $= \frac{\omega\,dr}{r^2}$; welcher Ausdruck, wenn die Elemente $ds$ und $ds'$ den Winkel $(ds, ds')$ bilden, noch mit $\cos(ds, ds')$ zu multipliciren ist.

Auf diesen Fall lässt sich der andere, wenn das Element $ds'$ bewegt wird, zurückführen, indem man dem ganzen System eine der Geschwindigkeit von $ds'$ gleiche, aber entgegengesetzte Geschwindigkeit beilegt.

Wir wollen noch einmal die Annahmen zusammenstellen, welche 1244 man nach einander zur Erklärung der elektrischen Erscheinungen gemacht hat.

### I. Annahme von Fernewirkungen der Elektricität.

1) Unitarische Hypothese von Franklin unter Zuziehung der Wirkung der materiellen Massen auf einander und auf die Elektricitäten.
2) Annahme zweier Elektricitäten, die sich im Ruhezustand nach dem umgekehrten Quadrat der Entfernung gegenseitig anziehen und abstossen.
3) Annahme zweier entgegengesetzter Ströme von positiver und negativer Elektricität im galvanischen Strom, welche sich gegenseitig nicht stören (Weber).
4) Annahme, dass die eine (negative) Elektricität fest mit den Körpermolekülen verbunden ist und nur die andere sich frei bewegt (C. Neumann).
5) Umsetzung der Elektricitätsbewegung im Strom in Wärmeschwingungen der materiellen Theile (Weber, Maxwell u. A.).
6) Ersetzung der beiden Elektricitäten ad 2) und 3) durch verdichteten und verdünnten Lichtäther, dessen Theile sich im Ruhezustand nach dem Gesetz des umgekehrten Quadrates der Entfernung abstossen und Anwendung des Archimedischen Princips auf die Wirkungen. Umsetzung der Wärmeschwingungen des Aethers in die translatorische Bewegung desselben im Strom und umgekehrt (Edlund).
7) Annahme ad 3), 4), 6), dass die bewegten Elektricitäten resp. Aethertheile eine gegenseitige Einwirkung ausüben, die auch von ihrer Geschwindigkeit und der Beschleunigung ihrer Bewegung abhängig ist. Annahme, dass das Potential sich bei der Bewegung langsamer ändert, als die Ortsveränderung geschieht (Weber, Neumann, Edlund).

### II. Annahme einer Fortpflanzung der elektrischen Wirkungen von Theilchen zu Theilchen.

8) Annahme eines den Raum erfüllenden Elektricitätsäthers, der sich in Wirbeln bewegt, die, ähnlich wie die Molekularströme im Magnet, durch einen Strom oder Magnet gerichtet, resp. erzeugt werden und vermittelst der Centrifugalkraft in äquatorialer und axia-

ler Richtung Drucke und Dehnungen erzeugen. Annahme einer Fortpflanzungszeit für die Mittheilung der Bewegung dieser Wirbel. Annahme von Zwischenpartikeln zwischen den Wirbeln, deren Fortschiebung einen Strom bedingen kann. Annahme der Identität dieses wirbelnden Elektricitätsäthers mit dem Lichtäther (Maxwell, auch Lorenz).

9) Annahme solcher Wirbel, die gegen eine statisch elektrisirte Oberfläche tangential, zu der Richtung eines galvanischen Stromes normal verlaufen und sich ebenfalls normal zu ihren Ebenen fortpflanzen (Hankel).

### III. Magnetismus.

10) Annahme von Strömungen eines magnetischen Fluidums durch den Magnet und im Raum (Euler, auch indirect Faraday).

11) Annahme zweier magnetischer Fluida in den Molekülen, welche nach dem umgekehrten Quadrat der Entfernung auf einander wirken und durch äussere magnetisirende Kräfte von einander geschieden werden.

12) Annahme eben solcher Fluida, die aber in den Molekülen in einer bestimmten Richtung permanent von einander geschieden sind und mit den Molekülen durch äussere magnetisirende Kräfte gerichtet werden.

13) Annahme von Molekularströmen, welche bei Einwirkung magnetisirender Kräfte in den Molekülen der magnetisirbaren Körper in Ebenen erzeugt werden, die auf der Richtung der Kräfte senkrecht stehen, deren Intensität während des Andauerns der Kräfte constant bleibt und beim Wachsen derselben sich einem Maximum nähert, beim Aufhören derselben in geringerem Maasse andauert.

14) Annahme von permanenten, widerstandslosen, mit den Körpermolekülen fest verbundenen Molekularströmen, welche mit den Molekülen durch äussere magnetisirende Kräfte gerichtet werden.

### IV. Diamagnetismus.

15) Annahme von Molekularströmen, welche in den Körpermolekülen durch äussere magnetisirende Kräfte in bestimmten Bahnen inducirt werden, den magnetischen Molekularströmen entgegenlaufen und während der Dauer der magnetisirenden Kraft mit einer derselben proportionalen Intensität fortbestehen.

1245 Es ist wohl kein Zweifel, dass alle diese Annahmen noch nicht die endgültige Ursache der elektrisch-magnetischen Erscheinungen in sich schliessen. Dennoch ist es durchaus sachgemäss, sich ein abgeschlossenes Bild derselben nach den beiden, in den verschiedenen Naturerscheinun-

gen gültigen Gesichtspunkten, einmal der Fernewirkung, dann der Fortpflanzung der Wirkung von Theilchen zu Theilchen zu machen.

In Betreff der Hypothesen über die Ursachen des magnetischen Verhaltens der Körper haben wir schon an verschiedenen Orten (Thl. II, §. 68, 327 u. a. a. O.) erwähnt, dass die ad 14) erwähnte Annahme der mit den Körpermolekülen drehbaren, permanenten Molekularströme weitaus die wahrscheinlichste ist. Freilich bietet sich hier die Schwierigkeit, dass ein Strom ohne Leiter kaum gedacht werden kann, und somit die Molekularströme auch einen Widerstand erfahren und ihre Bewegung in Wärmebewegung umsetzen, d. h. allmählich verschwinden müssten. Durch die Annahme von Schwingungen der Elektricitäten in bestimmten, geschlossenen Bahnen würde indess diese Schwierigkeit theilweise gehoben. — Auch die die diamagnetischen Erscheinungen begründende Hypothese würde keine allzugrosse Schwierigkeiten darbieten, falls überhaupt die Annahme von inducirten Molekularströmen zu machen ist.

Viel schwieriger ist die Lösung der Frage nach dem Wesen der **1246**
Elektricität selbst und des galvanischen Stromes.

Es war wohl sehr natürlich, dass man die Gegensetzlichkeit der positiv und negativ elektrischen Körper zunächst durch die Annahme zweier entgegengesetzter Elektricitäten zu begründen versuchte und ihnen eine Fernewirkung zuschrieb, die zuerst dem Gravitationsgesetz unterworfen sein sollte. Als sich sodann zeigte, dass die Fernewirkungen der galvanischen Ströme, die elektrodynamischen und Inductionserscheinungen, nicht durch die Annahme jenes Gesetzes allein erklärt werden konnten, war es ebenso ganz folgerichtig, zu jenem Gesetz noch die Bedingungen hinzuzufügen, durch welche der galvanische Strom sich von den elektrostatischen Erscheinungen unterscheidet, nämlich den Einfluss der Bewegung der Elektricitäten, d. h. ihrer Geschwindigkeit und der Aenderungen derselben.

Ebenso war es consequent, zuerst auf empirisch-mathematischem Wege zu untersuchen, bis zu welchem Gliede die Entwickelung der Wechselwirkung der Elektricitäten nach einer, nach den aufsteigend höheren Differentialquotienten der Entfernung nach der Zeit geordneten Reihe fortzusetzen sei, bis die Erscheinungen durch dieselbe erklärt werden. Man kann in dieser Weise jedenfalls der Weber'schen Formel die Bedeutung einer zunächst empirischen, auf durchaus rationeller Grundlage abgeleiteten, den sonstigen Interpolationsformeln in mancher Beziehung entsprechenden Formel nicht abstreiten, da sie für alle bisher durch das Experiment zu verfolgenden Fälle, also zunächst für geschlossene Ströme und Theile von geschlossenen Strömen zu ganz denselben Resultaten führt, wie die unmittelbar aus der Erfahrung abgeleitete, die Versuchsresultate direct darstellende Formel von F. E. Neumann (Vater).

Eine andere Frage ist, ob die Abschliessung der Formel mit dem den zweiten Differentialquotienten enthaltenden Gliede, welche den Thatsachen

entspricht, auch der Weber'schen Formel den Werth eines allgemeineren Naturgesetzes verleiht, und hierüber sind mehrfache Zweifel ausgesprochen worden. Zunächst ist die Annahme, auf welche C. Neumann die Weber'sche Formel zurückgeführt hat, dass der durch das Potential ausgedrückte Bewegungsantrieb sich langsamer von einem Elektricitätstheilchen zum anderen fortpflanzt, als die Bewegung der Theilchen geschieht, jedenfalls eine sehr eigenthümliche, wenn auch nicht unbedingt zurückzuweisen. Sodann ist aber zu untersuchen, ob das Weber'sche Gesetz auch den sonst als richtig anerkannten Naturgesetzen, wie namentlich dem Princip von der Erhaltung der Energie in allen Beziehungen entspricht. Diese Prüfung ist um so wichtiger, als die Weber'sche Formel eine Bedeutung über die Grenzen der Elektricitätslehre hinaus für die Wechselwirkung bewegter Massen haben würde.

1247 Die mathematischen Versuche von C. Neumann, die complicirtere Annahme eines elektrischen Doppelstromes durch die Hypothese eines einfachen Stromes von (positiver) Elektricität zu ersetzen, wobei die negative Elektricität mit den Körpermolekülen verbunden und ruhend gedacht wird, führen nach den §. 1199 angeführten Berechnungen von Riecke auf Consequenzen, die noch nicht durch das Experiment bestätigt werden konnten. Die Anwendung der (event. modificirten) Weber'schen Formel für die Fernewirkung der bewegten elektrischen Massen hierbei wäre derselben Kritik zu unterziehen, wie bei den Ableitungen von W. Weber selbst.

Auch der weitere Versuch von Edlund, die Annahme zweier Elektricitäten durch die Hypothese der Fernewirkung des in den Körpern bewegten und verdichteten oder verdünnten Lichtäthers zu ersetzen, stösst auf manche Schwierigkeiten. Wenn bei derselben die Wirkungen der körperlichen Massen unter einander und auf den Aether vernachlässigt werden, so ist es klar, dass zwei Körper *A* und *B* nach Edlund's Annahmen nur dann in Ruhe sein können, wenn sie im unelektrischen Zustand mit Aether von gleicher Dichtigkeit geladen sind, wie der umgebende Raum (ähnlich wie bei der zur Begründung der Brechungs- und Reflexionsgesetze des Lichtes benutzten Hypothese von F. E. Neumann).

Dann ist es aber auffallend, wie das doch jedenfalls gegen die körperlichen Massen äusserst dünne Medium des Aethers bei einer Veränderung seiner Dichtigkeit so bedeutende Aenderungen seiner Abstossung in weite Entfernungen zeigen soll, wie sie die elektrischen Erscheinungen bedingen. Endlich muss, da Edlund für die Fernewirkung des bewegten Aethers das Weber'sche Gesetz als gültig annimmt, die Kritik des letzteren Gesetzes auch die Theorie von Edlund betreffen.

1248 Diesen Schwierigkeiten entgeht man bis zu einem gewissen Grade, wenn man an Stelle der Fernewirkungen eine Fortpflanzung von Bewegungserscheinungen als Ursache der elektrisch-magnetischen Phänomene ansieht.

Die auf diese Annahme begründeten Theorieen von Hankel einerseits, von Maxwell (und Reynard) anderseits sind schon von vornherein durch die Annahme der Constanz der Energie in Uebereinstimmung mit dem Princip von der Erhaltung der Energie. Unter sich unterscheiden sie sich wesentlich durch die Richtung, in der die Aetherwirbel verlaufen. Während die Hypothese von Hankel die elektrostatische Ladung der Körper relativ einfach erklärt, weicht sie von den sonstigen Vorstellungen ab, nach denen die Aetherwirbel mehr den magnetischen Molekularströmen entsprechen möchten. Letzterer Annahme schliesst sich die Theorie von Maxwell (und Reynard) nahe an; indess sind bei derselben wiederum die Hypothesen über die Wirkungen der elektrischen Zwischenpartikel zwischen den Wirbeln sehr gewagt.

In wiefern das Gesetz von Weber den sonstigen, allgemein gültigen 1249
Naturgesetzen entspricht, ist von Helmholtz [1]) untersucht worden. Seine Resultate haben zu Entgegnungen von W. Weber [2]) und C. Neumann [3]) geführt, die Helmholtz durch eine weitere Arbeit widerlegt hat. Wir müssen uns begnügen, hier nur die allerwesentlichsten Hauptpunkte der Resultate dieser wichtigen Discussion wiederzugeben.

Betrachten wir zuerst das Potential zweier elektrischer Theile $e$ und $e_1$ nach Weber

$$V = -\frac{e e_1}{r}\left[1 - \frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right]$$

auf einander, so ist dasselbe nur von der Entfernung $r$ und der Geschwindigkeit $\frac{dr}{dt}$ abhängig. Werden also die elektrischen Theile auf irgend einem Wege wieder in ihre frühere Lage zurückgeführt, und haben daselbst ihre frühere Geschwindigkeit in der Richtung ihrer Verbindungslinie, vollenden sie also einen vollständigen Kreisprocess, so wird hierbei keine Arbeit gewonnen. In dieser Beziehung stimmt die Weber'sche Formel mit dem Princip von der Erhaltung der Energie.

Anders gestalten sich die Verhältnisse bei Betrachtung der während der Bewegung der elektrischen Theilchen vorkommenden Geschwindigkeiten. Ist $m$ die mit einem elektrischen Theilchen $e$ verbundene Masse, welche sich unter Einfluss des abstossenden elektrischen Theilchens $e_1$ in der Richtung der Verbindungslinie $r$ beider Theilchen bewegt, so ist nach W. Weber die bewegende Kraft

$$m\frac{d^2r}{dt^2} = \frac{e e_1}{r^2}\left[1 - \frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{2r}{C^2}\frac{d^2r}{dt^2}\right] \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad \text{I)}$$

---

[1]) Helmholtz, Journ. für reine und angewandte Mathematik. Bd. LXXII, S. 1. 1870*; Bd. LXXV, p. 35. 1872*. — [2]) W. Weber, Math. phys. Abh. d. K. sächs. Gesellschaft. Bd. X, S. 1. 1871*. — [3]) C. Neumann, Math. phys. Berichte der K. sächs. Gesellschaft. 1871. 20. Oct.

oder bei Multiplication mit $\frac{dr}{dt}\,dt$ und Integration

$$\frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = \frac{k - \frac{ee_1}{r}}{\frac{1}{2}\,mC^2 - \frac{ee_1}{r}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad \text{II)}$$

wo $k$ eine Constante ist.

Setzen wir in dieser Formel $\frac{2\,ee_1}{m\,C^2} = \varrho$ und $\frac{ee_1}{r_0} = k$, so wird dieselbe

$$\frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = \frac{r - r_0}{r - \varrho}\cdot\frac{\varrho}{r_0}\ \text{[1]} \quad \ldots\ldots\ldots \quad \text{III)}$$

---

[1]) Dieselbe Formel hat W. Weber l. c. §. 1194 in einer etwas anderen Weise aus dem Ausdruck für das Potential der elektrischen Masse auf einander $V = -\frac{ee_1}{r}\left[1 - \frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right]$ entwickelt.

Aus derselben folgt unmittelbar, dass wenn die Theilchen $e$ und $e_1$ aus den Entfernungen $\varrho$ und $r$, in denen sie sich in gleicher relativer Bewegung gegen einander befinden, in unendliche Entfernung von einander gebracht werden, die dabei geleisteten Arbeiten $V_\varrho$ und $V_r$ sich umgekehrt wie die Entfernungen

$$\frac{V_r}{V_\varrho} = \frac{\varrho}{r}$$

verhalten.

Sind aber die elektrischen Massen $e$ und $e_1$ mit den mechanischen Massen $m$ und $m_1$ verbunden, haben sie in der Richtung ihrer Verbindungslinie $r$ die Geschwindigkeiten $\alpha$ und $\alpha_1$, senkrecht gegen dieselbe die Geschwindigkeiten $\beta$ und $\beta_1$, so ist ihre gesammte lebendige Kraft

$$k = \tfrac{1}{2}\,e(\alpha^2 + \beta^2) + \tfrac{1}{2}\,e_1(\alpha_1^2 + \beta_1^2) = \frac{1}{2}\,\frac{m\,m_1}{m + m_1}\,(\alpha - \alpha_1)^2$$
$$+ \frac{1}{2}\left(\frac{(m\,\alpha + m_1\,\alpha_1)^2}{m + m_1} + m\,\beta^2 + m_1\,\beta_1^2\right).$$

In dem ersten Glied des letzten Ausdrucks ist $\alpha - \alpha_1$ die relative Geschwindigkeit $\frac{dr}{dt}$ der elektrisch geladenen Massentheilchen in der Richtung ihrer Verbindungslinie. Das ganze Glied

$$x = \frac{1}{2}\,\frac{m\,m_1}{m + m_1}\,(\alpha - \alpha_1)^2 = \frac{1}{2}\,\frac{m\,m_1}{m + m_1}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2$$

ist mithin die dieser Bewegung entsprechende, relative lebendige Kraft der Theilchen.

Der folgende Theil des Ausdrucks bezieht sich auf die Bewegung des Schwerpunktes beider Theile zusammen und ihre Bewegung senkrecht gegen die Verbindungslinie.

Ist die Geschwindigkeit $\frac{dr}{dt} = C$, also das Potential gleich Null, so wird die relative lebendige Kraft

$$a = \frac{1}{2}\,\frac{m\,m_1}{m + m_1}\,C^2.$$

Mit Benutzung der Werthe $x$ und $a$ können wir schreiben

$$V_r = \frac{ee_1}{r}\left(1 - \frac{x}{a}\right).$$

Werden nun die elektrischen Massen aus einer $ee_1$ proportionalen Entfernung $\varrho = \frac{ee_1}{a} = 2\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{m_1}\right)\frac{ee_1}{C^2}$ in unendliche Entfernung gebracht, so ist die der dabei stattfindenden Potentialänderung entsprechende Arbeit

Ist am Anfang der Bewegung $\frac{ee_1}{r} > \frac{1}{2} mC^2 > k$ oder $\frac{\varrho}{r} > 1 > \frac{\varrho}{r_0}$, 1250
so ist in den Formeln rechts der Zähler grösser als der Nenner, also $\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 > C^2$ und positiv. $\frac{dr}{dt}$ selbst kann positiv oder negativ sein. Im ersteren Fall vergrössert sich bei der Bewegung die Entfernung $r$, bis $\frac{ee_1}{r} = \frac{1}{2} mC^2$ oder $r = \varrho$ ist; wo dann $\frac{dr}{dt} = \infty$ wird. Die Entfernung $\varrho$ möge die kritische Entfernung heissen. Ist Anfangs $\frac{ee_1}{r} < \frac{1}{2} mC^2 < k$, also $\frac{\varrho}{r} < 1 < \frac{\varrho}{r_0}$ und $\frac{dr}{dt}$ negativ, so tritt dasselbe Verhältniss ein. Es würde sich also, wie Helmholtz durch obige Betrachtung gezeigt hat, schon bei dieser einfachen Bewegung in einer endlichen Entfernung der Theilchen eine unendliche Geschwindigkeit derselben ergeben, sie würden dadurch überhaupt nicht allgemein einen Kreisprocess zu vollenden im Stande sein.

Hiergegen wendet W. Weber ein, dass die Voraussetzung einer Anfangsgeschwindigkeit der elektrischen Bewegung, die grösser als $C$ ist, bei dem sehr grossen Werth von $C \left(439450 \,.\, 10^6 \frac{\text{Millim.}}{\text{Sec.}}\right)$ in allen praktischen Fällen, wo stets $\frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2$ sehr klein ist, sich nicht realisirt. Wird indess auf diese Weise die Gültigkeit des Weber'schen Ausdruckes auf bestimmte kleinere Geschwindigkeiten beschränkt, so würde er die Bedeutung eines ganz allgemeinen Naturgesetzes verlieren und eine eben nur innerhalb gewisser Grenzen gültige Formel darstellen.

---

$$V_\varrho = \frac{r}{\varrho} V_r = \frac{1}{2} \frac{m m_1}{m + m_1} \frac{C^2}{e e_1} \cdot r V_r = a\left(1 - \frac{x}{a}\right) = a - x \quad . \quad . \quad \text{I)}$$

In diesem Fall bildet also die Potentialänderung $V_\varrho$ zusammen mit der lebendigen Kraft $x$ eine constante Summe $a$.

Bewegen sich die Theilchen nur in der Richtung der Verbindungslinie, so ist ihre relative Beschleunigung (da beide sich in entgegengesetzter Richtung zu einander hinbewegen):

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{m_1}\right) \frac{dV_r}{dr} = \frac{1}{2} \frac{\varrho C^2}{ee_1} \frac{dV_r}{dr}.$$

Setzen wir den Werth von $r$, für den $\frac{dr}{dt} = 0$ ist, gleich $r_0$ und integriren von der Zeit, wo dieser Werth erreicht ist, bis zu der Zeit, wo $r = r$ ist, so ist, da $V_r = \frac{ee_1}{r}\left[\frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 - 1\right]$:

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = \frac{r - r_0}{r - \varrho} \cdot \frac{\varrho}{r_0} C^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{II)}$$

Ist die eine Masse, z. B. $m_1$ unendlich gross, so bewegt sich nur die andere, $m$. Dann wird $\varrho = \frac{2ee_1}{mC^2}$.

1251 Indess ist die Voraussetzung, dass am Anfang der Bewegung $\frac{dr}{dt} > C$ ist, nach weiteren Betrachtungen von Helmholtz nicht einmal nöthig. Fügt man nämlich zu den elektrischen Kräften, welche nach der Weber'schen Formel wirken, noch mechanische Kräfte $R$ hinzu, welche direct auf die träge Masse $m$ wirken, so wird die Gleichung I, §. 1249:

$$m\,\frac{d^2r}{dt^2} = \frac{ee_1}{r^2}\left[1 - \frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{2r}{C^2}\,\frac{d^2r}{dt^2}\right] + R \quad . \quad . \quad . \quad \text{I)}$$

oder, wenn wieder $\frac{2ee_1}{mC^2} = \varrho$ ist:

$$m\left(1 - \frac{\varrho}{r}\right)\frac{d^2r}{dt^2} = \frac{ee_1}{r^2}\left[1 - \frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right] + R \quad . \quad . \quad . \quad \text{II)}$$

Ist in Gleichung II $r > \varrho$, also das Theilchen $m$ ausserhalb der kritischen Entfernung, so ist $1 - \frac{\varrho}{r}$ positiv. Ist bei Beginn der Bewegung der Abstand der Masse $m$ von der ruhenden Masse gleich $r_0$ und die Geschwindigkeit $\frac{dr}{dt} = 0$, so wird die Beschleunigung $\frac{d^2r}{dt^2}$ negativ, sobald $\frac{ee_1}{r^2} + R$ negativ ist, die Kraft $R$ also eine anziehende Kraft ist und grösser ist, als die Abstossung $\frac{ee_1}{r^2}$ der als gleichartig angenommenen Elektricitäten $e$ und $e_1$. Die elektrisch geladene Masse $m$ nähert sich also der ruhenden und erhält somit eine negative Geschwindigkeit, die allmählich wächst, um so mehr, als auch noch zu der rechten Seite der Gleichung II das Glied $-\frac{1}{C^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2$ hinzutritt. Ist dann die kritische Entfernung erreicht, also $r = \varrho$, so wird die Geschwindigkeit unendlich, obgleich die elektrische Masse nicht zuerst eine sehr grosse Geschwindigkeit besitzt, auch die Kraft $R$ nur durch eine endliche Strecke $r_0 - \varrho$ hindurch wirkt und dabei eine endliche Arbeit leistet. In kleineren Entfernungen, als $\varrho$, wird die Beschleunigung positiv; die in der Richtung der abnehmenden $r$ wirkende Kraft beschleunigt also die Masse rückwärts, wie wenn sie eine negative Trägheit besässe.

1252 Es fragt sich ferner, wie gross der Werth $r = \varrho$ ist, für welchen $\left(\frac{dr}{dt}\right)^2$ unendlich wird, ob $\varrho$ einen grösseren Werth besitzt, oder ob derselbe eine zwar endliche, aber doch so kleine, innerhalb der Grenzen der molekularen Wirkungen liegende Grösse darstellt, dass die Molekularkräfte zwischen den mit Elektricität beladenen Massen, die eine Volumenveränderung derselben ausschliessen, eine weitere Beschleunigung derselben gegen einander verhindern, so dass die Geschwindigkeit nicht un-

endlich gross werden kann. Dies Verhalten wäre nach Weber analog dem zweier Massen, welche bei der Bewegung zu einander hin durch die Gravitation, wenn sie in zwei mathematischen Punkten concentrirt gedacht werden, bei der Annäherung bis zur Entfernung $r = 0$ eine unendliche Geschwindigkeit erhalten. In der That würden sie indess daran gehindert werden, weil die Massen eben eine endliche Ausdehnung besitzen und so, wenn ein Theil der einen sich schon nach der Annäherung wieder mit unendlicher Geschwindigkeit von der anderen entfernt, doch ein anderer Theil der ersten Masse erst jene Annäherung mit unendlicher Geschwindigkeit vornimmt.

Nach Weber würde nun $\varrho$ eine derartige molekulare Entfernung sein, da in dem Ausdruck für $\varrho = \frac{2ee_1}{C^2}\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{m_1}\right)$ oder, wenn $m_1$ sehr gross ist, $\varrho = \frac{2ee_1}{mC^2}$ der Werth $C$ jedenfalls sehr gross ist und die elektrischen Massen $e$ und $e_1$ im Verhältniss zu den materiellen Massen $m$ und $m_1$ unangebbar klein wären.

Der Werth $\frac{2ee_1}{mC^2}$ enthält indess zwei Factoren, $\frac{e}{m}$ und $e_1$. Könnte das elektrische Theilchen $e$ isolirt, nur mit seiner eigenen Masse $\mu$ bestehen, so ist durchaus nichts über den Werth $\beta = \frac{e}{\mu}$ bekannt. Er könnte also, wenn es auch durchaus nicht erwiesen ist, möglicher Weise doch sehr klein sein. Noch kleiner wäre $\frac{2e}{\mu C^2}$ und $\frac{2e}{mC^2}$, wenn mit der elektrischen Masse $\mu$ noch körperliche Masse verbunden wäre. Der zweite Factor $e_1$ kann aber jede beliebige Grösse annehmen. Wäre diese Elektricitätsmenge $e_1$ gleichmässig im Innern (I) oder auf der Oberfläche (II) einer isolirenden Kugel vom Radius $z$ angehäuft, so müsste bei gleichbleibender Dichtigkeit derselben für die $n$fache Elektricitätsmenge $e_1$ der Radius $z$ resp. (I) $\sqrt[3]{n}$ oder (II) $\sqrt[2]{n}$ mal so gross sein. Dagegen wächst die kritische Entfernung $\varrho$ proportional mit $n$, also viel schneller als der Radius $z$, so dass mit wachsender Elektricitätsmenge $e_1$ die kritische Entfernung $\varrho$ jede endliche Grösse, ihr Ende jeden beliebigen Abstand von $e_1$ annehmen kann, bis zuletzt $z$ gegen $\varrho$ verschwindend klein ist und das einfache Weber'sche Gesetz, wie für zwei einzelne Massenpunkte, gilt. Dann könnte auch die Kraft $R$, welche dem Maximum der elektrischen Abstossung $\frac{ee_1}{\varrho^2}$ das Gleichgewicht hält, relativ klein sein, z. B. schon durch die Gravitation geliefert werden. Selbst wenn die Elektricitätsmenge $e_1$ factisch nicht so gross herzustellen wäre, dass die berührten Verhältnisse zur Gültigkeit kämen, so müsste doch das Weber'sche Gesetz, wenn es ein allgemeines wäre, die Möglichkeit derselben durchaus in sich fassen. — Die Einführung einer Function, welche in endlicher

Entfernung mit dem Weber'schen Gesetz zusammenfällt, in molekularen Entfernungen davon abweicht [1]), kann also nicht die betrachteten Widersprüche lösen.

1253 Ist der Radius $\varepsilon$ gegen $\varrho$ nicht so verschwindend klein, dass die Wirkung von $e_1$ auf $e$ als die zweier elektrisch geladener Massenpunkte anzusehen ist, so ist die Vertheilung der Elektricitätsmenge $e_1$ im Raume bei ihrer Einwirkung auf $e$ zu berücksichtigen. Um in diesem Fall die Verhältnisse beurtheilen zu können, ist, wenn $T$ die lebendige Kraft, $V$ das Potential der körperlichen Massen, $P$ das elektrostatische, $U$ das elektrodynamische Potential ist (vgl. §. 1197), die nach dem Princip von der Erhaltung der Kraft gültige Gleichung

$$T + V + P - U = Const. \quad \ldots \ldots \quad \text{I)}$$

zu betrachten.

Ist eine Anzahl Massenpunkte mit den trägen Massen $m_1 \ldots m_m, m_n$ gegeben, die mit den in elektrostatischen Einheiten gemessenen Elektricitätsmengen $e_1 \ldots e_m, e_n$ geladen sind, sind ihre Coordinaten $x, y, z$ durch die entsprechenden Indices bezeichnet, ihre Abstände $r_{1,2} \ldots r_{m,n}$, ihre Geschwindigkeiten $q_1 \ldots q_m, q_n$, so ist

$$q_n^2 = \left(\frac{d x_n}{d t}\right)^2 + \left(\frac{d y_n}{d t}\right)^2 + \left(\frac{d z_n}{d t}\right)^2.$$

Das elektrostatische und das elektrodynamische Potential ist

$$P = \frac{1}{2} \sum \sum \frac{e_n e_m}{r_{mn}}; \quad U = \sum \frac{1}{r C^2} \left(\frac{d r_{m,n}}{d t}\right)^2,$$

wo $m >$ oder $< n$ ist.

Ist der Winkel zwischen $r_{mn}$ und $q_n$ gleich $\vartheta_{m,n}$ u. s. f., so ist

$$\frac{d r_{n,m}}{d t} = q_n \cos \vartheta_{m,n} + q_m \cos \vartheta_{n,m}.$$

Bei Einführung dieses Werthes lässt sich $U$ in zwei Theile $U_1 + U_2$ theilen; von denen

$$U_1 = \frac{1}{C^2} \sum \sum \left(\frac{e_n e_m}{r_{m,n}} q_n q_m \cos \vartheta_{m,n} \cos \vartheta_{n,m}\right)$$

$$U_2 = -\frac{1}{2 C^2} \sum \left(e_n q_n^2 \sum \frac{e_m}{r_{m,n}} \cos^2 \vartheta_{m,n}\right) \text{oder gleich} -\frac{1}{2 C^2} \sum e_n q_n^2 p_n$$

ist, wenn $p_n$ statt des Werthes unter dem Summenzeichen gesetzt wird. Wird letzterer Ausdruck zu dem Ausdruck der lebendigen Kraft der Masse $m_n$, also zu $\frac{1}{2} \sum (m_n q_n^2)$ hinzugefügt, so ist die gesammte lebendige Kraft

$$T = \frac{1}{2} \sum \left(m_n - \frac{1}{C^2} e_n p_n\right) q_n^2 \quad \ldots \ldots \quad \text{II)}$$

[1]) C. Neumann l. c.

Dieser Werth der lebendigen Kraft, welche bei der Bewegung materieller Massen stets positiv sein muss, kann hier einen negativen Werth annehmen, wenn $e_n$ positiv ist und $p_n$, welches von einer dem Potential analog gebildeten Function beliebig grosser elektrischer Massen abhängt, so gross und $m_n$, welches bis auf die Masse $\mu_n$ der freien Elektricität $e_n$ vermindert werden könnte, so klein ist, dass $e_n p_n > m_n C^2$ wird.

Sehr deutlich zeigt sich diese Abnormität, wenn man die Bewegung 1254
eines mit der Elektricitätsmenge $e$ geladenen Massentheilchens $\mu$ im Innern einer isolirenden Hohlkugel vom Radius $R$ betrachtet, welche überall gleichmässig mit einer unbeweglichen Schicht von Elektricität belegt ist, die mit $e$ gleichartig ist und die Dichtigkeit $\varepsilon$ besitzt. Die Bewegung von $\mu$ werde durch eine äussere Kraft hervorgerufen, welcher das Potential $V$ entspricht. Die Werthe $P$, $p$, $U$ sind dann:

$$P = 4\pi R\varepsilon . e; \quad p = \frac{4\pi\varepsilon}{3} R; \quad U = 0,$$

welche Werthe unabhängig von der Lage des Theilchens $\mu$ in der Hohlkugel sind.

Die Gleichung der lebendigen Kraft wird

$$\frac{1}{2}\left(\mu - \frac{e}{C^2}\frac{4\pi\varepsilon}{3} R\right) q^2 + V = Const.$$

Ist die Dichtigkeit $\varepsilon$, der Radius der Kugel $R$ und die elektrische Masse $e$ so gross, dass der Ausdruck $M = \mu - \frac{e}{C^2}\frac{4\pi\varepsilon}{3} R$ negativ wird, so tritt der schon oben erwähnte Fall ein.

Da bei unveränderter Dichtigkeit $\varepsilon$ der Werth $p$ proportional $R$ wächst, so kann hierdurch in beliebigen endlichen (auch nicht molekularen) Entfernungen der Werth $M$ negativ werden, welche Anomalie also wiederum nicht durch die Annahme besonderer Molekularkräfte zu beseitigen wäre. Die Masse $M$ hätte so gewissermaassen negative Trägheit; die lebendige Kraft $\frac{1}{2} M q^2$ ist negativ. Soll die Gleichung I erfüllt sein, so müssen $q^2$ und $V$ gleichzeitig wachsen oder abnehmen.

Wenn also die Masse $\mu$ sich in der Richtung der dem $V$ entsprechenden Kraft bewegt, so nimmt $V$ ab und zugleich muss die Geschwindigkeit $q$ abnehmen. Ebenso muss die Geschwindigkeit $q$ zunehmen, wenn die Masse $\mu$ sich entgegen der Wirkung jener Kraft bewegt. Dies Verhalten wäre ganz dasselbe, wie wenn z. B. ein Körper, der auf seiner Bahn einer, seiner Bewegung widerstehenden Reibungskraft begegnete, dabei gerade entgegengesetzt der Erfahrung seine Geschwindigkeit vermehrte und somit Wärme ins Unendliche erzeugen könnte; oder wie wenn eine bewegte Masse auf ihrem Wege gegen eine kleinere elastische Masse stiesse, letztere forttriebe, dabei selbst an Geschwindigkeit gewönne und so von Neuem wiederholt gegen jene kleinere Masse stiesse. Dieses Verhalten entspräche aber der Herstellung eines Perpetuum mobile.

Da ausserdem $P$ und $V$ von der Lage der Masse $\mu$ in der Kugel unabhängig sind, würden diese Verhältnisse sich nicht ändern, wenn die Masse ein grösseres, nur an und für sich unveränderliches Volumen in der Kugel einnähme.

1255 Aehnliche Anomalieen, wie bei der Betrachtung der Bewegung einzelner, elektrisch geladener Massen, ergeben sich nach Helmholtz bei der Untersuchung der in körperlichen Leitern inducirten elektrischen Ströme unter Anwendung des Weber'schen Gesetzes. Diese Untersuchungen hat Helmholtz zugleich auf die Prüfung der von F. E. Neumann (Bd. II, §. 752 u. flgde.) und von Maxwell (Bd. II, §. 1213 u. flgde.) aufgestellten Gesetze ausgedehnt.

1256 Der aus den empirischen Daten abgeleitete, unter dem Namen des Inductionsgesetzes von F. E. Neumann bezeichnete Satz ergiebt das Potential zweier geschlossener Ströme von der Intensität $i$ und $i_1$, deren Elemente $Ds$ und $D\sigma$ einen Abstand $r$ von einander besitzen, gleich

$$- A^2 i i_1 \int\int \frac{\cos(Ds, D\sigma)}{r} Ds\, D\sigma,$$

wo statt des von Neumann verwendeten elektrodynamischen Maasses der Intensitäten, für welches $A^2 = 1/2$ ist, das mechanische Maass benutzt werden mag (nicht das von Weber angegebene, vgl. §. 1099). Es ist dann $\frac{1}{A} = 310740 \,.\, 10^6 \frac{\text{Millim.}}{\text{Sec.}}$. Dürfte man das Potential der geschlossenen Ströme als die Summe der Potentiale ihrer Elemente auf einander ansehen, so wäre das Potential der letzteren nach der obigen Formel:

$$P_n = - A^2 i i_1 \frac{\cos(Ds\, D\sigma)}{r} Ds\, D\sigma.$$

Hierbei wird also vorausgesetzt, dass die Stromelemente auf einander ein Potential besitzen.

Sollen die übrigen, für das Potential der Elemente auf einander abgeleiteten Ausdrücke zu demselben Resultate für geschlossene Ströme führen, wie das Gesetz von F. E. Neumann, so dürfen sie sich von $P_n$ nur durch einen Werth unterscheiden, der bei der Integration über beide geschlossene Ströme verschwindet. Nimmt man an, dass dieser Werth dem Product $i i_1$ und, wie die sonstigen Potentialwerthe, $\frac{1}{r}$ proportional ist, so stellt sich derselbe unter der Form $B i i_1 \frac{d^2 r}{ds\, d\sigma}$ dar, wo $B$ eine Constante ist. Wird unter Einführung einer neuen Constanten $k$

$$B = - \frac{1-k}{2} A^2$$

gesetzt, so ist nach einigen einfachen Umformungen der verallgemeinerte Ausdruck des Potentials zweier Stromeselemente:

$$P = -\frac{1}{2} A^2 \frac{i i_1}{r} [(1+k) \cos(Ds\, D\sigma) + (1-k) \cos(r, Ds) \cos(r, D\sigma)]\, Ds\, D\sigma$$ [1]),

wo also $-P$ die in den Elementen durch die Ströme $i$ und $i_1$ bestehende Energie bezeichnet, welche sich bei Aenderungen der Ströme als Inductionsstrom zeigt; $+P$ dagegen die potentielle Energie der elektrodynamischen Kräfte zwischen den von den constanten Strömen $i$ und $i_1$ durchflossenen Elementen ist. Setzt man hier $k = +1$, also $B = 0$, so erhält man den aus E. E. Neumann's Gesetz abgeleiteten Potentialwerth $P_n$. Setzt man $k = -1$, so ergiebt sich der Werth

$$P_W = - A^2 \frac{i i^2}{r} \cos(r, Ds) \cos(r, D\sigma)\, Ds\, D\sigma,$$

welcher mit dem aus dem Weber'schen Inductionsgesetz abgeleiteten Werth des Potentials zweier Stromelemente übereinstimmt (vgl. §. 1183, wo nur $\frac{2}{C}$ durch $A$ ersetzt ist).

Wird endlich $k = 0$ gesetzt, so ist

$$P_M = -\frac{1}{2} A^2 \frac{i i_1}{r} [\cos(Ds, D\sigma) + \cos(r, Ds) \cos(r, D\sigma)]\, Ds, D\sigma,$$

---

[1]) Aus obiger Formel berechnet sich ohne Weiteres die Grösse der im Element $ds$ durch einen geschlossenen Strom, dessen Element $D\sigma$ ist, inducirte elektromotorische Kraft.

Sind die Coordinaten von $D\sigma$ und $D\sigma_1$ resp. $xyz$, $x_1 y_1 z_1$ und bilden sie mit den Axen Winkel, deren Cosinus $\alpha\beta\gamma$, $\alpha_1 \beta_1 \gamma_1$ sind, so lässt sich die Formel schreiben:

$$P = \frac{i i_1 Ds D\sigma}{r} \{(1+k)(\alpha_1 \alpha + \beta_1 \beta + \gamma_1 \gamma) + (1-k)[(x_1 - x)\alpha + (y_1 - y)\beta + (z_1 - z)\gamma]\}.$$

Wird nach $D\sigma_1$ für den geschlossenen Strom integrirt, so kann man den erhaltenen Ausdruck schreiben:

$$\int P D\sigma = i Ds [(A_1 + A_2)\alpha + (B_1 + B_2)\beta + (C_1 + C_2)\gamma]$$

wo $A_1 = (1+k)\int i_1 \frac{\alpha_1}{r} D\sigma$ u. s. f.; $A_2 = (1-k)\int i_1 \frac{x_1 - x}{r} D\sigma$ u. s. f. ist. Die gesammte in der Zeit $dt$ inducirte elektromotorische Kraft ist

$$\frac{dP}{dt} = \left(\frac{d(A_1 + A_2)}{dt}\alpha + \frac{d(B_1 + B_2)}{dt}\beta + \frac{d(C_1 + C_2)}{dt}\gamma\right) Ds.$$

Setzt man die Summe der Quadrate der in der Klammer enthaltenen Differentialquotienten gleich $R$ und betrachtet $R$ als eine Kraft, deren Richtungscosinus resp. $\frac{1}{R}\frac{d(A_1 + A_2)}{dt}$ u. s. f. sind, so ist die in der Richtung von $Ds$ inducirte elektromotorische Kraft gleich der in die Richtung von $D\sigma$ fallenden Componente von $R\,ds$. Setzt man $k = -1$ oder $k = +1$, so erhält man die entsprechenden Werthe nach der Weber'schen oder Neumann'schen Formel. Es ist also hiernach die Grösse und Richtung der inducirten elektromotorischen Kräfte durch die Annahme des Potentials der Stromeselemente auf einander vollständig bestimmt. (Entgegen Einwendungen von Bertrand, Compt. rend. T. LXXIII, p. 965. 1871*.)

welcher Werth den aus Maxwell's Betrachtungen abgeleiteten Potentialwerth darstellt. Die Annahme $k = 0$ folgt hier daraus, dass nach der Theorie von Maxwell keine Longitudinalschwingungen bei der Fortpflanzung der elektrisch-magnetischen Bewegungen eintreten sollen (vgl. §. 1234).

1257 Mit Hülfe des obigen Werthes des Potentials $P$ berechnet Helmholtz, analog wie Kirchhoff (§. 1186 u. flgde.), die Bewegungsgleichungen der Elektricität in einem körperlichen Leiter $S$ von endlichen Dimensionen und dem Leitungsvermögen $\varkappa$; der von einem Raum $S_1$ umgeben ist, in welchem sich Magnete oder Stromsysteme von gegebener Lage und Stärke u. s. f. befinden. Die auf der Grenzfläche beider Räume errichtete Normale $N$ habe gegen $S$ hin ihre negative, gegen $S_1$ hin ihre positive Richtung; das Potential der ruhenden Elektricität in beiden Leitern sei $\varphi$ und $\varphi_1$, die Componenten der elektrodynamischen Potentiale nach den drei Coordinatenaxen seien resp. $U, V, W$ und $U_1, V_1, W_1$, die Componenten der elektrischen Strömung (Stromesdichtigkeit) resp. $u, v, w$ und $u_1, v_1, w_1$.

Zuerst ist in dem Raume, wo die Dichtigkeit der Elektricität endlich ist,

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{1}{4\pi} \frac{\overline{d \Delta \varphi}}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{I)}$$

die Abnahme der elektrischen Dichtigkeit in der Zeiteinheit; sodann ist an der Grenzfläche, wenn die Richtungscosinus ihrer Normale resp. $\alpha, \beta, \gamma$ sind, die Anhäufung freier Elektricität auf der Einheit der Oberfläche:

$$(u - u_1)\alpha + (v - v_1)\beta + (w - w_1)\gamma = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{d^2\varphi}{dt\,dN} - \frac{d^2\varphi_1}{dt\,dN}\right) \quad . \quad \text{II)}$$

Entwickelt man einen der Werthe $U, V, W$ aus der Gleichung des vorigen Paragraphen und führt den Werth $\varphi$ ein, so kann man nachweisen, falls der Werth $\frac{d\varphi}{dt}$ an keiner Stelle discontinuirlich ist, also nirgends veränderliche elektromotorische Kräfte auftreten, dass die Werthe $U, V, W$ u. s. f., ausser an den Orten, wo die elektrische Strömung unendlich wird, und ebenso ihre Differentialquotienten, auch an der Grenzfläche der Leiter stetig bleiben. Dann ergeben sich die Bewegungsgleichungen der Elektricität:

$$\left.\begin{aligned} \varkappa u &= -\frac{\partial \varphi}{\partial x} - A^2 \frac{\partial U}{\partial t} \\ \varkappa v &= -\frac{\partial \varphi}{\partial y} - A^2 \frac{\partial V}{\partial t} \\ \varkappa w &= -\frac{\partial \varphi}{\partial z} - A^2 \frac{\partial W}{\partial t} \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{III)}$$

Drückt man hier $u, v, w$ in $U$ und $\varphi$ aus, so wird

1) Im Innern von $S$:

$$\left.\begin{aligned}\overline{\Delta U} - (1-k)\frac{d^2\varphi}{dx\,dt} &= \frac{4\pi}{\varkappa}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x} + A^2\frac{\partial U}{\partial t}\right)\\ \overline{\Delta V} - (1-k)\frac{d^2\varphi}{dy\,dt} &= \frac{4\pi}{\varkappa}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial y} + A^2\frac{\partial V}{\partial t}\right)\\ \overline{\Delta W} - (1-k)\frac{d^2\varphi}{dz\,dt} &= \frac{4\pi}{\varkappa}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial z} + A^2\frac{\partial W}{\partial t}\right)\end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad \text{III a)}$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = -k\frac{\partial\varphi}{\partial t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{IV a)}$$

2) Im Innern von $S_1$:

$$\left.\begin{aligned}\overline{\Delta U_1} - (1-k)\frac{d^2\varphi_1}{dx\,dt} &= -4\pi u_1\\ \overline{\Delta V_1} - (1-k)\frac{d^2\varphi_1}{dy\,dt} &= -4\pi v_1\\ \overline{\Delta W_1} - (1-k)\frac{d^2\varphi_1}{dz\,dt} &= -4\pi w_1\end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{III b)}$$

$$\frac{\partial U_1}{\partial x} + \frac{\partial V_1}{\partial y} + \frac{\partial W_1}{\partial z} = -k\frac{d\varphi}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{IV b)}$$

An der Grenze von $S$ und $S_1$:

$$U - U_1 = V - V_1 = W - W_1 = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{V)}$$

$$\frac{dU}{dN} = \frac{dU_1}{dN};\quad \frac{dV}{dN} = \frac{dV_1}{dN};\quad \frac{dW}{dN} = \frac{dW_1}{dN} \quad . \quad . \quad . \quad \text{VI)}$$

Endlich muss in unendlicher Entfernung von den Leitern sein:

$$U = V = W = \varphi = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{VII)}$$

Die Gleichungssysteme I bis VII enthalten die Bedingungen zu einer vollständigen und eindeutigen Lösung der Aufgabe [1]).

[1]) Es ist zu beachten, dass obige Gleichungen mit den Gleichungen für die Bewegung eines Gases unter Einfluss der Reibung nach Maxwell:

$$-\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{du}{dt} - \mu\overline{\Delta u} - \nu\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}\right) \text{ u. s. f.}$$

und

$$-\frac{1}{\varrho}\frac{d\varrho}{dt} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$$

analog sind. In letzteren bezeichnen $u, v, w$ die Componenten der Strömungsgeschwindigkeit, $p_0$ und $p$, sowie $\varrho_0$ und $\varrho$ den Druck und die Dichtigkeit der ruhenden und bewegten Flüssigkeit, welche so wenig von einander verschieden sind, dass die Glieder zweiter Ordnung in Bezug auf ihre Differenzen zu vernachlässigen sind. Diese Gleichungen gehen in die elektrischen Bewegungsgleichungen über, wenn $u, v, w$ durch $U, V, W$, $\frac{p - p_0}{\varrho_0}$ durch $\frac{\varphi}{A^2}$, $\frac{\varrho - \varrho_0}{\varrho_0}$ durch $k\varphi$, $\mu$ durch $\frac{\varkappa}{4\pi A^2}$, $\nu$ durch $\frac{1-k}{k} \cdot \frac{\varkappa}{4\pi A^2}$ ersetzt werden, so dass also auch hier Bewegungszustände und Fernewirkungen analogen Gesetzen unterworfen sind.

1258 Berechnet man die durch die Aenderung der elektrischen Strömungen im Körper $S$ erzeugte Arbeit $\Phi$, so setzt sich dieselbe aus der Arbeit der elektrodynamischen und elektrostatischen Kräfte zusammen, von denen die erste

$$\Phi_0 = \frac{A^2}{8\pi}\int\left\{\sum\left[\left(\frac{\partial U_m}{\partial x_n} - \frac{\partial U_n}{\partial x_m}\right)^2\right] + k\left(\frac{\partial \varphi}{dt}\right)^2\right\} dx\,dy\,dz \quad \text{VIII)}$$

ist, wo $U_n$ und $U_m$ irgend welche Werthe von $U$, $x_n$ und $x_m$ die dazu gehörigen $X$ Coordinaten sind; die zweite

$$\Phi_1 = {}^1/_8\,\pi\int\left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)^2\right] dx\,dy\,dz\,. \;. \quad \text{VIIIa)}$$

ist.

Wenn äussere inducirende Kräfte nicht vorhanden sind, kann nur elektrische Arbeit, z. B. in Form von Wärme in dem Körper $S$ erzeugt werden, wenn sich zugleich das elektrostatische Potential der vertheilenden Elektricitäten ändert, also

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\int \varkappa\,(u^2 + v^2 + w^2)\,dS\,. \;. \;. \;. \;. \quad \text{IX)}$$

ist. Nach dieser Gleichung, die mit den Gleichungen I bis V in Uebereinstimmung ist, so dass beide gleichzeitig dem Princip von der Erhaltung der Kraft entsprechen, muss $\frac{d\Phi}{dt}$ negativ sein, da die rechte Seite ausser den positiven Werthen $\varkappa$ und $dS$ nur positive Quadrate enthält.

Nun folgt aus Gl. VIII und VIII a, dass, so lange $k$ positiv oder Null ist, $\Phi_0$ und $\Phi_1$ stets einen positiven Werth behalten. Es kann demnach $\Phi$ nicht unter Null sinken. Nach Gl. IX wird es also, wenn es einmal während der Bewegung auf Null gesunken ist, dann auch diesen Werth behalten und nicht wieder im positiven Sinne grösser werden. Dann müssen auch die Bestandtheile von $\Phi_1$, d. h. $\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)^2 = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right)^2 = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)^2 = 0$ sein, also muss auch, da $\varphi$ in der Unendlichkeit gleich Null ist, dasselbe überall gleich Null sein oder nirgends im Raum sich freie Elektricität vorfinden.

Ist $k$ aber negativ, wie für das Weber'sche Gesetz, so kann $\Phi$ negativ werden und wächst dann, da $\frac{d\Phi}{dt}$ negativ ist, in negativem Sinne immer weiter, wobei zugleich $\frac{d\varphi}{dt}$, $u$, $v$, $w$ ins Unendliche wachsen. Es steigert sich also die elektrische Bewegung bis ins Unendliche, das Gleichgewicht der ruhenden Elektricität in den Leitern wäre ein labiles.

Eine Berechnung der radialen Bewegung der Elektricität in einer Kugel, die etwa durch Verengerung oder Erweiterung einer dieselbe concentrisch umgebenden, mit Elektricität geladenen Kugelschale bewirkt werden könnte, zeigt dieses Verhältniss besonders deutlich, selbst wenn man der Elektricität noch träge Masse beilegt.

Wenn somit die Weber'schen Annahmen auch bei dieser Betrachtung auf Widersprüche führen, so kann man dagegen die elektrischen und magnetischen Erscheinungen jedenfalls auf Bewegungserscheinungen zurückführen, da solche auch durch die Gleichungen des §. 1256 dargestellt werden. Eine Untersuchung derartiger Bewegungen, welche schon Maxwell (§. 1213 u. flgde.) angenommen hatte, ist von Helmholtz (l. c.) noch weiter ausgeführt worden. 1259

Die Grössen $U$, $V$, $W$ enthalten $k$. Sie lassen sich in zwei Summanden zerlegen, von denen nur der eine von $k$ abhängig ist, und man kann setzen:

$$\mathfrak{U} = U + \frac{k}{2}\frac{\partial \Psi}{\partial x}, \quad \mathfrak{V} = V + \frac{k}{2}\frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad \mathfrak{W} = W + \frac{k}{2}\frac{\partial \Psi}{\partial z},$$

wenn $\Psi = \frac{1}{4\pi}\int r\,\frac{d\varepsilon}{dt}\,d\xi\,d\eta\,d\zeta$ und $\overline{\Delta\psi} = 2\,\frac{d\varphi}{dt}$ ist.

In $\Psi$ bezeichnet $\varepsilon$ die freie Elektricität, $\xi$, $\eta$, $\zeta$ die Coordinaten der beweglichen elektrischen Massen. Sind obige Functionen in ihrer Abhängigkeit von der Zeit $t$ dadurch bestimmt, dass sie den Factor $e^{nt}$ enthalten, so ergiebt sich bei Einführung obiger Werthe in die Gleichungen I bis V ein System von Gleichungen, in denen $k$ nur als Factor der Function $\Psi$ auftritt. Aus jenen Gleichungen lässt sich dann ableiten:

$$0 = \left(\frac{n\varkappa}{4\pi} + 1\right)\overline{\Delta\varphi} - A^2 k n^2 \varphi \quad \ldots\ldots \quad \text{X)}$$

welcher Gleichung durch das particuläre Integral

$$\varphi = \frac{B}{\varrho}\,e^{l\varrho + nt}, \text{ wo } \varrho^2 = x^2 + y^2 + z^2,\ l^2 = \frac{4\pi A^2 k n^2}{\varkappa n + 4\pi} \quad \ldots \quad \text{XI)}$$

genügt wird.

Ist $n$ imaginär, so stellt die Gleichung $X$ ein System von Schwingungen dar.

Ist die Leitungsfähigkeit $\varkappa = 0$, so wird $l = nA\sqrt{k}$, und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen ist im Maximum, und zwar gleich $\frac{1}{A\sqrt{k}}$. Wird $\varkappa$ grösser, so nimmt die Fortpflanzungsgeschwindigkeit ab, und zugleich tritt eine Absorption der Wellen auf. (Indess selbst für Kupfer würde, wenn die Schwingungsdauer nur eine Milliontel Secunde betrüge, $\varkappa n$ gegen $4\pi$ noch verschwinden.

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der durch Gl. X dargestellten Oscillationen hängt von dem Werthe $k$ ab. Es lässt sich indess nachweisen, dass in irdischen Leitern die Verhältnisse sich, wenn $k$ nicht sehr viel grösser als Eins ist, nahezu ebenso gestalten, wie wenn $k = 0$ ist, wodurch sich die Berechnungen wesentlich vereinfachen.

Ist $k = 1$, so ist der Werth der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Oscillationen gleich $\frac{1}{\sqrt{A}}$, also nahe gleich der des Lichtes. — Ist $k = 0$,

so würde die Fortpflanzungsgeschwindigkeit unendlich; dann würde in Gl. X entweder

$$n = -\frac{4\pi}{\varkappa}, \text{ woraus } \varphi = f(x, y, z) \,.\, e^{-\frac{4\pi}{\varkappa}t}$$

folgt, oder $\overline{\Delta\varphi} = 0$.

Hieraus ergiebt sich unter der letztgenannten Annahme, dass, wenn im Innern eines Leiters elektrische Bewegungen durch äussere Kräfte nach vorhergegangenem Gleichgewicht hervorgerufen werden können, freie Elektricität nur auf der Oberfläche und den Grenzflächen der Leiter, nicht aber in ihrem Innern sich findet [1]).

1260 Ist das Medium, in welchem die von der Elektricität durchströmten Leiter liegen, ein dielektrisch polarisirbarer Isolator, so hat dieses Medium auf die Resultate einen Einfluss. Es möge dabei die elektrische Absorption vernachlässigt werden. Ist dann $\varepsilon$ die Vertheilungsconstante, sind die Componenten der äusseren Kräfte $X$, $Y$, $Z$, ist das Potential der vertheilten Elektricität $\varphi$, und sind die Componenten der der elektrischen Vertheilung entsprechenden Momente $\mathfrak{x}$, $\mathfrak{y}$, $\mathfrak{z}$, so ist

$$\mathfrak{x} = \varepsilon\left(X - \frac{\partial\varphi}{\partial x}\right);\quad \mathfrak{y} = \varepsilon\left(Y - \frac{\partial\varphi}{\partial y}\right);\quad \mathfrak{z} = \varepsilon\left(Z - \frac{\partial\varphi}{\partial z}\right) \quad . \quad \text{XII a)}$$

Die Dichtigkeit der Elektricität ergiebt sich gleich

$$-\left(\frac{\partial\mathfrak{x}}{\partial x} + \frac{\partial\mathfrak{y}}{\partial y} + \frac{\partial\mathfrak{z}}{\partial z}\right) = -\frac{1}{4\pi}\overline{\Delta\varphi} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad \text{XII b)}$$

Endlich ist an einer Stelle einer Oberfläche, wo die Werthe $\mathfrak{x}, \mathfrak{y}, \mathfrak{z}, \varphi$ plötzlich in $\mathfrak{x}_1, \mathfrak{y}_1, \mathfrak{z}_1, \varphi_1$ übergehen, und die Richtungscosinus ihrer Normale $N$ gleich $\alpha$, $\beta$, $\gamma$ sind:

$$(\mathfrak{x} - \mathfrak{x}_1)\,\alpha + (\mathfrak{y} - \mathfrak{y}_1)\,\beta + (\mathfrak{z} - \mathfrak{z}_1)\,\gamma = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial N} - \frac{\partial\varphi_1}{\partial N}\right) \quad \text{XII c)}$$

Sind die äusseren Kräfte durch die Einwirkung einer elektrischen Masse $E$, deren Dichtigkeit $E$ ist, hervorgerufen und entsprechen den negativen partiellen Differentialquotienten einer Function $\psi$ nach den drei Coordinatenaxen, so ist $E = -\frac{1}{4\pi}\overline{\Delta\psi}$. Führt man dann für $X, Y, Z$ die Werthe $-\frac{\partial\psi}{\partial x}, -\frac{\partial\psi}{\partial y}, -\frac{\partial\psi}{\partial z}$ in die Gleichung XII a ein und die so erhaltenen Werthe von $\mathfrak{x}$, $\mathfrak{y}$, $\mathfrak{z}$ in die Gleichung XII c, so erhält man an der Grenze zweier Leiter, in denen die Vertheilungsconstante den Werth $\varepsilon$ und $\varepsilon_1$ hat:

$$(1 + 4\pi\varepsilon)\,\frac{d(\psi + \varphi)}{dN} = (1 + 4\pi\varepsilon_1)\,\frac{d(\psi + \varphi_1)}{dN} \quad . \quad \text{XII d)}$$

---

[1]) In Betreff der Berechnung der Bewegung der Elektricitäten in einem unendlichen Cylinder müssen wir auf die Originalabhandlung verweisen.

Während sich also im Innern der Körper das Potential continuirlich ändert, macht es an der Grenze derselben einen Sprung; und dabei ist das Verhältniss $\frac{d(\psi + \varphi_1)}{dN} : \frac{d(\psi + \varphi)}{dN} = \frac{1 + 4\pi\varepsilon}{1 + 4\pi\varepsilon_1}$ nur von den Werthen der Vertheilungsconstanten $\varepsilon$ und $\varepsilon_1$ abhängig. Bei Addition von $\frac{1}{4\pi}\overline{\Delta\psi}$ zu beiden Seiten der Gl. XIIb erhält man, falls $\varepsilon$ constant ist:

$$\frac{1}{4\pi}\overline{\Delta(\psi + \varphi)} = \frac{1}{1 + 4\pi\varepsilon} E.$$

Es verhält sich also die Potentialfunction $(\psi + \varphi)$ in dem von $E$ eingenommenen, dielektrisch polarisirbaren Raum gerade so, wie wenn in einem nicht dielektrisch polarisirbaren Raum die Dichtigkeit von $E$ nur $\frac{1}{1 + 4\pi\varepsilon} E$ wäre, also zu $E$ noch eine, dieselbe theilweise neutralisirende, entgegengesetzte Elektricität von der Dichtigkeit $- \frac{4\pi\varepsilon}{1 + 4\pi\varepsilon}$ hinzugefügt wäre. Da diese bei einer Verschiebung von $E$ der letzteren überall folgt, so wirken die auf $E$ von anderen Elektricitätsmengen ausgeübten Kräfte, wie wenn jene neutralisirende Elektricität nicht vorhanden wäre. Hiernach ist die Potentialfunction einer elektrischen Masse $E_1$ von sehr kleiner Ausdehnung in einem dielektrisch polarisirbaren Medium gleich $\frac{E_1}{(1 + 4\pi\varepsilon)r}$, und ihre Abstossung auf die gleichnamige Masse $E$ gleich

$$\frac{E E_1}{(1 + 4\pi\varepsilon)r^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad \text{XIII)}$$

Wird also die Abstossung der Massen $E$ und $E_1$ in dem dielektrisch polarisirbaren Medium gemessen, so erscheinen sie im Verhältniss von $1 : \sqrt{1 + 4\pi\varepsilon}$ kleiner, als in einem nicht dielektrisch polarisirbaren Medium. — Versuche über elektrostatische Abstossungen u. s. f. in verschiedenen Medien, z. B. in Luft, resp. dem mit Aether erfüllten luftleeren Raum, können daher nur das Verhältniss der Grössen $1 + 4\pi\varepsilon$ in denselben Medien ergeben, nicht aber ihren absoluten Werth. Ebenso wird der Werth der Constanten $A^2$, welche die elektrodynamische Wechselwirkung zweier Stromeselemente misst, in denen die Intensität in elektrostatischem Maasse gleich Eins ist, in einem dielektrisch polarisirbaren Medium von der Polarisationsfähigkeit $\varepsilon_0$, z. B. in Luft resp. $1 + 4\pi\varepsilon_0$mal zu gross gefunden gegen den Werth, den dieselbe im absolut (Luft und Aether-) leeren Raum erhalten würde.

Bei der Betrachtung der Bewegung der Elektricität in einem dielek- 1261
trischen Medium treten zu den sonstigen, dem Ohm'schen Gesetz folgenden Bewegungen der Elektricität, welche denen in den Leitern entsprechen und deren Strömungscomponenten $u_2$, $v_2$, $w_2$ seien, noch die durch

die dielektrische Polarisation bedingten Verschiebungen hinzu. Da nach §. 1260, Gl. XIIa die auf die Einheit der Elektricität wirkenden, verschiebenden Kräfte $\frac{\mathfrak{x}}{\varepsilon}, \frac{\mathfrak{y}}{\varepsilon}, \frac{\mathfrak{z}}{\varepsilon}$ sind, so ist nach dem Ohm'schen Gesetz $u_2 = \frac{\mathfrak{x}}{\varepsilon k}, v_2 = \frac{\mathfrak{y}}{\varepsilon k}, w_2 = \frac{\mathfrak{z}}{\varepsilon k}$. Diesen Geschwindigkeiten sind in Folge der dielektrischen Polarisation die Werthe $\frac{d\mathfrak{x}}{dt}, \frac{d\mathfrak{y}}{dt}, \frac{d\mathfrak{z}}{dt}$ beizufügen, so dass die Gesammtgeschwindigkeiten der Elektricitäten

$$u = \frac{d\mathfrak{x}}{dt} + \frac{\mathfrak{x}}{\varepsilon k}; \quad v = \frac{d\mathfrak{y}}{dt} + \frac{\mathfrak{y}}{\varepsilon k}; \quad w = \frac{d\mathfrak{z}}{dt} + \frac{\mathfrak{z}}{\varepsilon k} \quad . \quad . \quad \text{XIV)}$$

werden, zu welchen Gleichungen die übrigen Gleichungen der elektrodynamischen Kräfte u. s. f. (§. 1257, I bis VII) hinzutreten.

1262 Ist das Medium **magnetisch polarisirbar**, so ändern sich auch hierdurch die Bedingungen für die Induction eines Stromes in einem Stromesleiter durch einen anderen Strom.

Sind die Componenten des an einer Stelle $x, y, z$ erzeugten magnetischen Momentes $\lambda, \mu, \nu$, ist das magnetische Potential daselbst $\chi$, ist $\vartheta$ die Magnetisirungsconstante, und bezeichnen $\mathfrak{L}, \mathfrak{M}, \mathfrak{N}$ die durch die Componenten $u, v, w$ eines am Ort $\xi, \eta, \zeta$ gelegenen Stromeselementes erzeugten magnetisirenden Kräfte in $x, y, z$, so ist

$$\mathfrak{L} = A\left(\frac{\partial V}{\partial z} - \frac{\partial W}{\partial y}\right); \quad \mathfrak{M} = A\left(\frac{\partial W}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial z}\right); \quad \mathfrak{N} = A\left(\frac{\partial U}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial x}\right) \quad \text{XV)}$$

wo $U = \frac{u}{r}, \quad V = \frac{v}{r}, \quad W = \frac{w}{r}$. Demnach ist

$$\lambda = \vartheta\left(\mathfrak{L} - \frac{\partial \chi}{\partial x}\right); \quad \mu = \vartheta\left(\mathfrak{M} - \frac{\partial \chi}{\partial y}\right); \quad \nu = \vartheta\left(\mathfrak{N} - \frac{\partial \chi}{\partial z}\right). \quad \text{XVI)}$$

Ausserdem stellt

$$\frac{\partial \lambda}{\partial x} + \frac{\partial \mu}{\partial y} + \frac{\partial \nu}{\partial z} = \frac{1}{4\pi} \overline{\Delta \chi} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{XVII)}$$

den freien Magnetismus an der betreffenden Stelle dar. Sind die Richtungscosinus der Normale $N$ an einer Stelle der Grenzfläche des betrachteten Mediums mit einem anderen Medium, für welches die magnetischen Momente und das magnetische Potential $\lambda_1, \mu_1, \nu_1, \chi_1$ sind, gleich $\alpha, \beta, \gamma$, so häuft sich an jener Stelle auf der Einheit der Oberfläche der freie Magnetismus an:

$$(\lambda - \lambda_1)\,\alpha + (\mu - \mu_1)\,\beta + (\nu - \nu_1)\,\gamma = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{d\chi}{dN} - \frac{d\chi_1}{dN}\right). \quad \text{XVIII)}$$

Die durch die Inductionswirkungen in Folge der Aenderungen von $\lambda, \mu, \nu$ nach den drei Axen in $x\,y\,z$ inducirten elektromotorischen Kräfte sind:

$$A\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial N}{\partial y}-\frac{\partial M}{\partial z}\right);\ A\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial z}-\frac{\partial N}{\partial x}\right);\ A\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial M}{\partial x}-\frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial y}\right)$$

wenn

$$L=\int\int\int\frac{\lambda}{r}\,d\xi\,d\eta\,d\zeta,\quad M=\int\int\int\frac{\mu}{r}\,d\xi\,d\eta\,d\zeta,$$

$$N=\int\int\int\frac{\nu}{r}\,d\xi\,d\eta\,d\zeta \quad \ldots\ldots\ldots \quad \text{XIX)}$$

ist. Fügen wir diese Componenten zu den durch die dielektrische Polarisation hervorgerufenen Componenten (Gl. XII) hinzu und bezeichnen etwaige äussere Kräfte, die thermoelektrischen oder hydroelektrischen Ursprungs sein können, mit $\mathfrak{X}, \mathfrak{Y}, \mathfrak{Z}$, so wird

$$\frac{1}{\varepsilon}\mathfrak{x}=-\frac{\partial\varphi}{\partial x}-A^2\frac{dU}{dt}+A\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial N}{\partial y}-\frac{\partial M}{\partial z}\right)+\mathfrak{X}\ . \quad \text{XX)}$$

und analog für $\mathfrak{y}$ und $\mathfrak{z}$.

Ausser Gl. XX und XVI ist dann noch, wenn $E$ die freie Elektricität ist,

$$-\frac{\partial E}{\partial t}=\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z} \quad \ldots\ldots\ldots \quad \text{XXI)}$$

Sind die Werthe $\mathfrak{x}$, $\mathfrak{y}$, $\mathfrak{z}$, $\lambda$, $\mu$, $\nu$, $\varepsilon$ im ganzen Raum bekannt, so folgt aus den Gl. XIV $u$, $v$, $w$ und aus Gl. XVII der freie Magnetismus an allen Stellen, und sodann sind die übrigen Werthe $\varphi, X, U, V, W, \mathfrak{L}, M, N$ durch die sieben Gleichungen XV bis XXI vollständig und eindeutig bestimmt.

Einfacher gestalten sich die Verhältnisse, wenn die äusseren Kräfte $\mathfrak{X}, \mathfrak{Y}, \mathfrak{Z} = 0$ sind, und in einem Körper $S$ sowohl $\varepsilon$ als auch $\vartheta$ constant, $\varkappa = \infty$ ist. Man erhält sodann folgende Gleichungen:

$$\overline{\Delta\mathfrak{x}}=4\pi\varepsilon(1+\pi\vartheta)A^2\frac{d^2\mathfrak{x}}{dt^2}+\left(1-\frac{(1+4\pi\vartheta)(1+4\pi\varepsilon)}{k}\right)$$

$$+\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial\mathfrak{x}}{\partial x}+\frac{\partial\mathfrak{y}}{\partial y}+\frac{\partial\mathfrak{z}}{\partial z}\right) \quad \ldots\ldots\ldots \quad \text{XXII)}$$

und analog für $\Delta\mathfrak{y}$ und $\Delta\mathfrak{z}$; ferner

$$\overline{\Delta\lambda}=4\pi\varepsilon(1+4\pi\vartheta)A^2\frac{d^2\lambda}{dt^2} \quad \ldots\ldots\ldots \quad \text{XXIII)}$$

und analog für $\overline{\Delta\mu}$ und $\overline{\Delta\nu}$. Endlich ergiebt sich

$$\frac{\partial\lambda}{\partial x}+\frac{\partial\mu}{\partial y}+\frac{\partial\nu}{\partial z}=0 \quad \ldots\ldots\ldots \quad \text{XXIV)}$$

Die Gleichungen XXII für die elektrischen Verschiebungen ent- **1263**
sprechen ganz denen für die Verschiebungen der einzelnen Theile in einem festen elastischen Körper, die theils Transversal-, theils Longitudinalwellen zur Folge haben, von denen die Transversalwellen eine Fort-

pflanzungsgeschwindigkeit gleich $\frac{1}{A\sqrt{4\pi\varepsilon(1+4\vartheta)}}$, die Longitudinalwellen dieselbe gleich $\frac{1}{A}\sqrt{\frac{1+4\pi\varepsilon}{4\varepsilon k}}$ haben.

Dagegen entsprechen die Gleichungen XXIII und XXIV für die magnetischen Verschiebungen den Bewegungen im Innern eines incompressiblen elastischen Körpers (vgl. Gl. XXIV); in demselben haben die Transversalwellen dieselbe Geschwindigkeit, wie bei den elektrischen Verschiebungen; die Geschwindigkeit der Longitudinalwellen ist aber unendlich gross. Ist $k = 0$, $\varepsilon$ und $\vartheta$ unendlich gross, wie bei Maxwell, so wird auch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektrischen Longitudinalwellen unendlich, und es finden die elektrisch-magnetischen Oscillationen in den zwei, der Polarisationsebene des Lichtes und der darauf senkrechten Ebene entsprechenden Ebenen statt.

In einem dielektrischen Raum, für den die Leitungsfähigkeit $\varkappa$ so klein ist, dass die Geschwindigkeit $\frac{d\mathfrak{x}}{dt}$ in Folge der dielektrischen Polarisation gegen die durch die Leitung bedingte Geschwindigkeit $\frac{\mathfrak{x}}{\varepsilon k}$ sehr gering ist, ergiebt sich, dass in Folge der Magnetisirbarkeit des Mediums statt $A^2$ der Werth $A^2(1+4\pi\vartheta)$, statt $k$ der Werth $\frac{k}{1+4\pi\vartheta}$ eintritt. Bei Versuchen in der Luft über magnetische Vertheilung erhält man daher nicht den Werth $A^2$, sondern $A^2(1+4\pi\vartheta_0)$, wenn der Werth $\vartheta_0$ für die Luft gilt. Da ferner $A^2$ in Folge der dielektrischen Polarisation ebenfalls $\sqrt{1+4\pi\varepsilon_0}$ mal kleiner erscheint, wenn $\varepsilon_0$ die dielektrische Polarisationsconstante der Luft ist, so ist, wenn in der Luft der der Lichtgeschwindigkeit nahe gleiche Werth $\mathfrak{A}$ von $\frac{1}{A}$ beobachtet ist, der wahre Werth von $A$ gegeben durch

$$\frac{1}{A} = \mathfrak{A}\sqrt{1+4\pi\varepsilon_0}\sqrt{1+4\pi\vartheta_0}$$

und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen in Luft, resp. in einem anderen isolirenden Medium, dessen elektrische und magnetische Polarisationsfähigkeit $\varepsilon$ und $\vartheta$ ist, wird

longitudinal: Luft; Medium

$$\mathfrak{A}(1+4\pi\varepsilon_0)\sqrt{\frac{1+4\pi\vartheta_0}{4\pi\varepsilon_0 k}};\quad \mathfrak{A}\sqrt{\frac{(1+4\pi\varepsilon)(1+4\pi\varepsilon_0)(1+4\pi\vartheta_0)}{4\pi\varepsilon k}}.$$

transversal:

$$\mathfrak{A}\sqrt{\frac{1+4\pi\varepsilon_0}{4\pi\varepsilon_0}};\qquad \mathfrak{A}\sqrt{\frac{(1+4\pi\varepsilon_0)(1+4\pi\vartheta_0)}{4\pi\varepsilon(1+4\pi\vartheta)}}.$$

Während somit durch die elektrostatischen Phänomene das dielektrische Verhalten des umgebenden Mediums nicht bestimmt werden kann, (vergl.

Gleichung XIII u. flgde.), findet dies bei den elektrodynamischen Phänomenen nicht statt; bei denselben wäre also die Vertheilungsconstante $\varepsilon_0$ der Luft, etwa durch Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektrischen Transversalwellen zu bestimmen. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektrostatischen Bewegung würde nach Gl. XI u. flgde. von dem Werth von $k$ abhängen, die Fortpflanzung der elektromagnetischen aber nicht; ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit würde je nach dem Werth von $\varepsilon$ und $\vartheta$ gleich oder grösser als die des Lichtes sein.

Nach den Berechnungen von Helmholtz (§. 1260) ändert sich die zur Grenzfläche normale Componente der elektrischen Kraft an der Trennungsfläche zweier Dielektrica in einem bestimmten, nur von den Vertheilungsconstanten $\varepsilon$ und $\varepsilon_1$ der beiden Medien abhängigen Verhältniss. Ist $P$ und $P_1$ das elektrische Potential in beiden, und wird $1 + 4\pi\varepsilon = \frac{K}{4\pi}$, $1 + 4\pi\varepsilon_1 = \frac{K_1}{4\pi}$ gesetzt, wo $K$ und $K_1$ die Dielektricitätscoëfficienten der Medien sind, so verhält sich nach §. 1260 Gl. XII d **1264**

$$K : K_1 = \frac{dP_1}{dN} : \frac{dP}{dN}.$$

Für die Luft wäre $K = 1$ zu setzen. Ausserdem muss im Innern der Dielectrica $\overline{\Delta P} = 0$ sein.

Wird zwischen die Platten eines Condensators eine isolirende Zwischenplatte gestellt, deren Dicke $D$, deren Dielektricitätscoëfficient $K$ ist, ist der Abstand der Platten des Condensators nach Abzug der Dicke $D$ des Isolators gleich $A$, so ergiebt sich hiernach die Capacität desselben, abgesehen von den Randwirkungen, umgekehrt proportional dem Werth $A + \frac{D}{K}$ und unabhängig von der Stellung der Platten zwischen den beiden Condensatorplatten.

Mittelst des Quadrantelektrometers maass nun Boltzmann[1]) die Capacität eines Condensators von Kohlrausch, bei dem die Einstellung der Platten mittelst eines an der einen befestigten, durch ein Mikroskop beobachteten Glasgitters bestimmt wurde. Es wurden zwei gegenüberliegende Quadranten des Elektrometers mit der Erde, die beiden anderen mit einem isolirten Kupferdrath verbunden. Andere Dräthe hingen isolirt an langen Coconfäden und konnten durch Senkung derselben mit dem ersten Drath verbunden werden. Der erste dieser Dräthe stand mit der Erde in Verbindung und diente zur Entladung des Elektrometers. Der zweite führte zum einen Pol einer anderseits abgeleiteten Daniell'schen Batterie. Beim Senken desselben wurde also das Elektrometer geladen und zeigte einen „Batterieausschlag". Der dritte Drath führte zu einer Platte des Condensators; bei der Hebung verband er dieselbe mit dem

[1]) Boltzmann, Wiener Ber. Bd. LXVII, S. 1. 9. Jan. 1873*.

Pol der Daniell'schen Batterie, bei der Senkung mit dem Elektrometer, welches sodann den Condensatorausschlag zeigte. Die zweite Condensatorplatte stand mit der Erde in Verbindung.

Zwischen die Condensatorplatten konnten dünne, zwischen schwach geölten Glasscheiben gegossene Platten von Paraffin, Colophonium, Schwefel und eine Platte von Hartgummi gestellt werden. — Bei diesen Körpern erwies sich die Ladung des Condensators von der Zeit seiner Verbindung mit dem Pole der Batterie unabhängig; sie verhielten sich wie vollkommene Dielektrica, während andere Platten von Glas, Stearin und Guttapercha sich als unvollkommene Isolatoren erwiesen.

Zugleich zeigte sich, entsprechend der Theorie, dass die Stellung der Dielektrica zwischen den Condensatorplatten, mögen sie die eine berühren oder sich in der Mitte zwischen ihnen befinden, gleichgültig ist.

Aus dem Batterie- und Condensatorausschlag wurde die Capacität des Condensators und aus dieser der Dielektricitätscoëfficient des Dielektricums $K$ berechnet. Zugleich wurden Versuche angestellt, bei denen die dielektrischen Platten von Paraffin und Hartgummi auf eine Quecksilberoberfläche aufgelegt waren und mittelst eines um sie herum geklebten Papierringes auch mit Quecksilber bedeckt wurden. Die Platten wurden dabei durch das aufgeklebte Papier genau auf die Grösse der Condensatorplatten gebracht. Auch so wurde ihr Dielektricitätscoëfficient bestimmt und mit dem des Kohlrausch'schen Condensators, dessen Zwischenschicht aus Luft bestand, verglichen. Die Zahlen stimmten mit den auf dem anderen Wege erhaltenen gut überein. — Es ergab sich bei Vergleichung derselben mit dem Brechungsindex $n$ der Medien:

| | $\sqrt{K}$ | $n$ |
|---|---|---|
| Schwefel | 1,960 | 2,040 |
| Colophonium | 1,597 | 1,543 |
| Paraffin | 1,523 | 1,536 — 1,516 |
| Hartgummi | 1,775 | |

so dass hierdurch die Theorie von Maxwell bis zu einem gewissen Grade bestätigt wird [1]).

[1]) Andere Beziehungen des Lichtes zur Elektricität sind bis jetzt noch nicht gefunden worden. Weder ändert sich der Winkel der totalen Reflexion zwischen Glas und Schwefelsäure bei Elektrisirung der Oberfläche derselben durch Vertheilung, noch ändert sich die Helligkeit des Lichtes beim Durchleiten desselben durch Schwefelsäure oder bei der Reflexion von Metallbelegungen auf einer Glasplatte, wenn dieselben elektrisirt werden, um mehr als $^1/_{1000}$. Endlich ändern sich auch die Diffractionserscheinungen nicht, wenn das Licht durch zwei Spalten geleitet wird, und vor dieselben zwei Glaströge mit verdünnter Schwefelsäure gestellt werden, deren einer elektrisirt wird (die Aenderung des Brechungsverhältnisses müsste hierbei weniger als $^1/_{1000000}$ betragen); ebenso wenig, wenn das Licht zur einen Spalte über die Oberfläche einer geladenen Franklin'schen Tafel geführt wurde (Wild, Pogg. Ann. Bd. CXXIV, S. 517. 1865*). — Wurden bei dem Diffractionsversuch die Tröge mit Zinkvitriollösung gefüllt und wurde ein Strom in der einen oder der anderen Richtung hindurchgeleitet, so konnte ebenso wenig eine Einwirkung wahrgenommen werden (Roiti, Pogg. Ann. Bd. CL, S. 164. 1873*).

Wir haben schon §. 1256 angeführt, dass der Ausdruck des Poten- 1265
tialwerthes $P$ zweier Stromeselemente $Ds$ und $D\sigma$ auf einander eigentlich nur insofern eine Bedeutung hat, als derselbe bei doppelter Integration nach $Ds$ und $D\sigma$, also über die geschlossenen Stromkreise, denen die Elemente angehören, zu den durch die Erfahrung bestätigten Potentialwerthen der Ströme auf einander führt. In dieser Art können die verschiedenen durch die Formel von Helmholtz zusammengefassten Werthe von $P$

$$P = -A^2 \frac{i\,i_1}{r}\left(\frac{(1+k)}{2} \cos(ds\,d\sigma) + \frac{(1-k)}{2} \cos(r\,ds)\cos(r\,d\sigma)\right) ds\,d\sigma \quad 1)$$

neben einander verwendet werden.

Dieses Gesetz unterscheidet sich in Bezug auf die Wechselwirkung der Elemente wesentlich von dem Gesetz von Ampère. Berechnet man nach jenem Gesetz unmittelbar die Componenten der Wechselwirkung der Elemente $ds$ und $d\sigma$ nach den drei Axen, nach Einführung der Werthe $x$, $y$, $z$ und der Richtungscosinus der Elemente durch Differentiation des Werthes $P$ nach $x$, $y$ und $z$, so ergiebt sich, dass die Resultante nicht mehr in die Verbindungslinie der Elemente fällt, und ausser dem translatorischen Antrieb noch ein rotatorischer auftritt. Drückt man ferner die Cosinus in der Formel für $P$ durch die Differentialquotienten von $r$ nach $s$ und $\sigma$ aus und berechnet das Potential $P_1$ eines geschlossenen Stromes, dessen Element $d\sigma$ ist, auf das Element $ds$, so fällt das den Werth $k$ enthaltende Glied hinaus und es bleibt

$$P_1 = -A^2 i\,i_1\,ds \int \frac{\cos(ds\,d\sigma)}{r}\,d\sigma,$$

so dass hier keine Entscheidung über den Werth $k$ zu treffen ist. Ueberdies steht die translatorische Kraft nicht mehr auf dem Element $ds$ senkrecht, wie es Ampère aus dem wenig zureichenden Versuch Thl. II, §. 17 geschlossen hatte [1]).

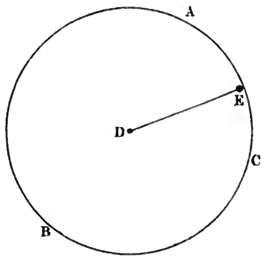
Es ist deshalb bezweifelt worden, ob überhaupt ein besonderes Potential der einzelnen Stromeselemente auf einander in der angegebenen Weise anzunehmen ist, um so mehr, als in gewissen Fällen Rotationen von ungeschlossenen Leitern unter dem Einfluss geschlossener Ströme eintreten, ohne dass eine Aenderung des Potentials, also ein derselben entsprechender Bewegungsantrieb auf die einzelnen Elemente ohne Weiteres aufzufinden wäre. Fliesst z. B. ein geschlossener Strom durch den Kreis $ABC$ und ein zweiter durch den radialen Leiter $DE$ (Fig. 460 a. f. S.), so bleibt das Potential des Kreises auf die Elemente des radialen Leiters $DE$ in allen Lagen des letzteren unverändert, und dennoch rotirt derselbe [2]).

---

[1]) Riecke, Göttinger Nachr. 1872, 14. Aug.* — [2]) Aehnliche Einwände von C. Neumann, Math. phys. Berichte der Königl. sächs. Ges. d. Wissensch. 1872. S. 148; s. daselbst auch eine Discussion der verschiedenen Hypothesen in den Theorieen der Elektrodynamik und Induction.

Indess ist hier nach Helmholtz [1]) zu bedenken, dass in der Schicht, in welcher der Strom von dem Ende des rotirenden Leiters zu dem festen oder flüssigen Leiter (Quecksilber) übergeht, welcher die weitere continuirliche Fortleitung desselben vermittelt, sei es direct, sei es unter Bildung von Funken — ohne dass indess dabei eine Ansammlung freier Elektricität an den Begrenzungsflächen derselben stattfindet — eine Drehung der Stromfäden eintritt, die um so grösser ist, je kürzer die Uebergangsschicht ist. Hierbei wird also im Ganzen eine von der Dicke der letzteren unabhängige Arbeit geleistet.

Fig. 460.




1266 Auch Bertrand [2]) hat es in Zweifel gezogen, dass zwei Stromelemente ein Potential auf einander besitzen könnten. Er nimmt an, dass entsprechend der Ampère'schen Formel zwischen den Elementen $Ds$ und $D\sigma$ nur allein eine Kraft in der Richtung ihrer Verbindungslinie wirke. Werde also das eine Element um letztere als Axe gedreht, so werde keine Arbeit geleistet, obgleich sich dabei der Winkel $(Ds\,D\sigma)$ zwischen den Elementen ändert.

Indess ist zu beachten, dass das Potential, gerade weil es von den Winkeln zwischen den Elementen abhängt, nicht nur eine Kraft in der Richtung ihrer Verbindungslinie zur Folge haben kann, sondern auch Kräfte, welche an ihren Enden wirkend, sie zu drehen und in bestimmten Richtungen einzustellen streben.

1267 Um diese Kräfte zu studiren, sind Theile von Leitern zu betrachten, an deren Enden freie Elektricitäten sich vorfinden.

Fliesst die Elektricität in einem Leiter in einzelnen Stromfäden continuirlich fort, ohne von einem Stromfaden zum anderen überzugehen, so kann man, wenn sich die freie Elektricität an einer Stelle des Stromfadens ändert, annehmen, dass daselbst ein neuer Stromfaden beginnt und zu dem schon vorhandenen hinzutritt. Ist dann die Anhäufung der freien Elektricität an den Enden des neuen Fadens in der Zeit $dt$ gleich $de$, ist die Intensität des Stromes in demselben gleich $i$, so ist an seinen Enden an der Eintritts- und Austrittsstelle des Stromes $i = \mp \frac{de}{dt}$. Es

[1]) Helmholtz, Monatsber. d. Berl. Akad. 1873, 6. Febr. S. 91*. — [2]) Bertrand, Compt. rend. T. LXXIII, p. 965. 1871*; T. LXXV, p. 860. 1872*.

sind dann die elektrodynamischen Wirkungen im Innern des Stromfadens und an seinen Enden getrennt zu betrachten.

Zu dem Ende zerlegt Helmholtz (l. c.) das Potential $P$ der Stromelemente $Ds$ und $D\sigma$ auf einander in zwei Theile:

$$P_1 + P_2 = -A^2 i i_1 \int\int \frac{\cos(Ds\,D\sigma)}{r} Ds\,D\sigma - A^2 i i_1 \frac{1-k}{2} \int\int \frac{d^2 r}{ds\,d\sigma} Ds\,D\sigma,$$

von denen $P_1$ von $k$ unabhängig, $P_2$ von $k$ abhängig ist.

Ist der Stromfaden biegsam und dehnbar, so sind die Längen $s$ und $\sigma$ variabel; um also die Elemente zu bezeichnen, sind neue Parameter $p$ und $\pi$ an Stelle von $s$ und $\sigma$ einzuführen, die für jeden materiellen Punkt des Leiters bei der Bewegung unveränderte Werthe beibehalten. Dann kann man zunächst setzen, wenn die Coordinaten der Elemente $x, y, z$; $\xi, \eta, \zeta$ sind:

$$P_1 = -A^2 i i_1 \int\int \frac{1}{r} \left( \frac{dx}{dp}\frac{d\xi}{d\pi} + \frac{dy}{dp}\frac{d\eta}{d\pi} + \frac{dz}{dp}\frac{d\zeta}{d\pi} \right).$$

Die gesammte $X$-Componente der $P_1$ entsprechenden Wirkung des Leiters $\Sigma$ auf Leiter $S$ ergiebt sich gleich $\int\int X\,\delta x = -\frac{\delta P_1}{\delta x}\,\delta x$. — Je nach der Ausführung der Integration erhält man dann entweder:

I. 1) für die Kräfte im Innern von $S$

$$X ds = A^2 i i_1\, dy \int \left( \frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{dx}\frac{d\eta}{d\pi} - \frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{dy}\frac{d\xi}{d\pi} \right) d\pi$$

$$+ A^2 i i_1\, dz \int \left( \frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{dx}\frac{d\zeta}{d\pi} - \frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{dz}\frac{d\xi}{d\pi} \right) d\pi,$$

welcher Ausdruck dem Grassmann'schen Gesetz entspricht;

2) für die an den Endpunkten von $S$ auftretenden Kräfte

$$\overline{X} = A^2 i_1 \frac{de}{dt} \int \frac{1}{r}\frac{d\xi}{d\pi}\, d\pi$$

welcher Ausdruck nach dem Potentialgesetz hinzutritt; oder:

II. 1) Für die Kräfte im Inneren von $S$ erstens

$$X_i = -\frac{x-\xi}{r^3} i i_1 A^2 \left[ 2\left( \frac{dx}{ds}\frac{d\xi}{d\sigma} + \frac{dy}{ds}\frac{d\eta}{d\sigma} + \frac{dz}{ds}\frac{d\zeta}{d\sigma} \right) + 3\frac{dr}{ds}\frac{dr}{d\sigma} \right],$$

welcher Ausdruck der Ampère'schen Formel entspricht, zweitens

$$X_a = -A^2 i \frac{d\varepsilon}{dt} \frac{x-\xi}{r^2} \frac{dr}{ds},$$

wo $d\varepsilon$ die Aenderung der freien Elektricität im Leiter $\Sigma$ in der Zeit $dt$

angiebt, welche Kraft von der Einwirkung der Enden von $\Sigma$ auf das Innere von $S$ herrührt.

2) Für die Kräfte an den Endpunkten von $S$

erstens

$$\overline{X_i} = -A^2 i_1 \frac{de}{dt} \frac{x-\xi}{r^2} \frac{dr}{d\sigma},$$

welche Kraft von dem Leiter $\Sigma$ auf die Enden von $S$ ausgeübt wird;

zweitens

$$\overline{X_a} = -A^2 \frac{d\varepsilon}{dt} \frac{de}{dt} \frac{x-\xi}{r},$$

welche Kraft von den Enden von $\Sigma$ auf die Enden von $S$ ausgeübt wird.

Endlich sind die aus $P_2$ abgeleiteten Kräfte zu berechnen, welche gleich

$$A^2 \frac{1-k}{2} \frac{de}{dt} \frac{d\varepsilon}{dt}$$

sind.

Bei der Vereinigung aller Kräfte nach den drei Axen würden also folgende Kräfte von dem Stromesleiter $\Sigma$ auf den Leiter $S$ ausgeübt werden:

1) Innere Kräfte zwischen den Elementen $Ds$ und $D\sigma$, die nach dem Ampère'schen Gesetz wirken.

2) Eine abstossende Kraft zwischen den Stromelementen $i_1 D\sigma$ und der am Ende von $S$ frei werdenden Elektricität $e$:

$$A^2 i_1 \frac{de}{dt} \frac{\cos(r_1 D\sigma)}{r} D\sigma.$$

3) Eine abstossende Kraft zwischen den an den Stromenden frei werdenden Elektricitäten $e$ und $\varepsilon$ von der Grösse

$$-A^2 \frac{1+k}{2} \frac{de}{dt} \frac{d\varepsilon}{dt}.$$

Während also die erste Wirkung in Folge des Ampère'schen Gesetzes dem Werth $\frac{Ds\,D\sigma}{r^2}$ proportional ist, wäre die zweite dem Werth $\frac{D\sigma}{r}$ proportional. Man kann diese Werthe nicht in Vergleich stellen, da die ersteren auf unendlich kleine Elemente $Ds$, die anderen auf Endpunkte eines endlichen Leiters wirken. Die dritte Wirkung, welche allein mit den verschiedenen Annahmen über den Werth $k$ sich ändern würde, wäre von der Entfernung der Elemente unabhängig. Da aber von den beiden Enden eines Stromleiters zwei entgegengesetzte Kräfte solcher Art ausgehen, deren Richtung nur etwas verschieden ist, so nimmt ihre Resultante in grösserer Entfernung ab, wie $\frac{1}{r}$.

Die Kräfte (2), welche auf die Stromenden wirken, können unter Umständen darauf hinwirken, den Leiter zu zerreissen. Da aber auf die

Trennung jedes einzelnen Querschnitts nur dasjenige Paar dieser Kräfte hinwirkt, welches an seinen beiden entgegengesetzten Seiten angreift, und jede einzelne dieser Kräfte endlich ist, so ist auch endliche Festigkeit des Leiters genügend, um dieser Zerreissung zu widerstehen [1]).

Ob diese letzten Glieder zu der Ampère'schen Formel hinzuzuziehen, und somit erstere durch den aus dem Potentialgesetz abgeleiteten Werth zu ersetzen wäre, ist durch Versuche zu entscheiden, in denen man z. B. horizontal aufgehängte kreisförmige Franklin'sche Tafeln durch eine Drathspirale entladet, die der Tafel conaxial ist, wobei nach dem Ampère'schen Satz die Tafel rotiren, nach dem Potentialgesetz nicht rotiren würde. Hängt man die Tafel in verticaler Lage in einen Ring mit verticalem Durchmesser ein, so müsste bei der Entladung durch die Drathleitung des Ringes die Tafel nach dem Ampère'schen Gesetz in allen Lagen in Ruhe bleiben, nach dem Potentialgesetz sich der Ringebene parallel stellen [2]).

Der hiermit beendete, letzte Abschnitt des vorliegenden Werkes 1268
sollte dazu dienen, einen Einblick in den jetzigen Stand unserer theoretischen Anschauungen auf dem Felde der galvanischen Elektricitätslehre zu geben, so weit dies überhaupt durch eine kürzere Uebersicht in einem Gebiete möglich erscheint, in welchem die Discussion der von verschiedenen Seiten aufgestellten Annahmen noch nicht abgeschlossen ist. Eins scheint indess klar zu sein. Sollte es durch weitere Forschungen gelingen, die elektrischen Erscheinungen vollständiger, als bisher, durch die Fortpflanzung von Schwingungsbewegungen zu erklären, ähnlich wie die calorischen und optischen Phänomene, so wäre jedenfalls damit ein höchst bedeutender Fortschritt gethan. Nicht nur wäre dadurch die Annahme der beiden räthselhaften Elektricitätsfluida mit ihren Beigaben, dem eigenthümlichen Gesetz ihrer Fernewirkung u. s. f. beseitigt, sondern es wären auch wiederum scheinbar heterogene Gebiete der Physik auf dieselben einheitlichen Grundprincipien zurückgeführt. Es scheint hiermit ein Weg zur weiteren Forschung auf dem Gebiet der Elektricitätslehre angezeigt, auf welchem die Ergängung unserer positiven Kenntnisse durch die Aufsuchung neuer experimenteller Data als Grundlagen der weiteren mathematischen Bearbeitung als erstes Ziel zu erstreben sein dürfte.

---

[1]) Entgegen Bertrand, Compt. rend. T. LXXV, p. 861. 1872*. — [2]) Helmholtz l. c. auch nach gef. Originalmittheilungen. Wir müssen uns mit diesen ganz kurzen Andeutungen begnügen, da die vollständige Abhandlung (Journal. f. Mathematik. Bd. LXXVIII, S. 273. 1874*) erst nach vollendetem Druck erschienen ist.

# NACHTRÄGE.

1. Zu Thl. I, §. 39. In Seewasser ist die elektromotorische Reihe von verschiedenen Schwefelmetallen die folgende [1]).

+ Zink, Eisensulfuret, Manganblende, Zinkblende, Zweifach-Schwefelzinn, Quecksilbersulfuret, Schwefelsilber, Silber, Bleiglanz, Kupferglanz, Kupferkies, Schwefelkies, Grauspiessglanzerz, Schwefelgold, Schwefelplatin, Platin, Mispickel, Schwefelhaltiger Graphit und Graphit. — Werden die Schwefelmetalle mit Zink combinirt, so entwickelt sich an ihrer Oberfläche Schwefelwasserstoff. Quecksilber, Blei, Silber, Platin, Gold werden dabei aus den Sulfiden reducirt.

2. Zu Thl. I, §. 76. Wurde eine Platinplatte einer Palladiumplatte in Röhren von Wasserstoff (gewöhnlichem, durch Auflösen des Zinks erzeugtem oder durch Elektrolyse erzeugtem) gegenübergestellt, so erwies sich das Palladium stets als elektropositiv gegenüber dem Platin. Um dieses Resultat sicher zu erhalten, müssen die Platten erst längere Zeit in dem Gas verweilen, damit sich namentlich das Palladium erst ganz mit Gas sättigt. Auch wenn man die Palladiumplatte aus dem Wasser hebt und oberflächlich reinigt, verliert sie ihr negatives Verhalten dem Platin gegenüber nicht; wird sie ausgeglüht, so verhält sie sich in saurem Wasser fast wie Platin.

Wurden beide Platten in (chemisch dargestellten) Sauerstoff gesenkt, so verhielten sie sich ganz gleich. In ozonisirtem (elektrolytischem) Sauerstoff oxydirt sich das Palladium; dann verhält es sich elektronegativ gegen reines Palladium oder Platin.

Wird die eine Elektrode des mit Palladiumplatten versehenen Elementes in Sauerstoff, die andere in Wasserstoff gesenkt, so hat in Folge der oben angegebenen Erfahrungen dasselbe eine stärkere elektromo-

---

[1]) Skey, Chemical News, Vol. XXIII, p. 255. 291.

torische Kraft, als ein Element mit Platinplatten, namentlich wenn die Gase elektrolytisch entwickelt sind [1]).

3. Zu Thl. I, §. 82. Ein ähnlicher Commutator, wie der von Ruhmkorff, ist von Ladd [2]) angegeben. Der drehbare Cylinder besteht aus Hartgummi. Darauf ist eine in der Mitte schräg durchgeschnittene, an beiden Enden geschlossene Messingröhre aufgekittet, deren beide Hälften abwechselnd bei der Drehung die seitlichen Federn berühren.

4. Zu Thl. I, §. 85. Eine modificirte Wippe, um verschiedene Verbindungen herzustellen, ein Interruptor, um die Zeiten des Stromschlusses und die Pausen dazwischen beliebig zu variiren, ein „Stromwähler", um die in einen Stromkreis eingeschaltete Zahl der Elemente einer Säule beliebig zu verändern, sind von Gottl. Burckhardt [3]) construirt worden.

Auch von Bohn [4]) und Lequesne [5]) sind Apparate zur Verbindung einer Anzahl von Elementen in beliebiger Anordnung angegeben worden.

5. Zu Thl. I, §. 102. Branly [6]) verbindet zwei Punkte $A$ und $B$ einer Schliessung mit dem Elektrometer (nach Art des Quadrantelektrometers) und bestimmt die Potentialdifferenz $a - b$ daselbst, während zugleich in den Schliessungskreis verschiedene Widerstände eingeschaltet sind, und die Stromintensität $i$ mittelst einer Tangenten- oder Spiegelbussole abgelesen wird. Der Strom wird durch zwei Daniell'sche Elemente erzeugt. Dann muss $a - b$ proportional $i$ sein. Es ergeben sich so die

| Elektrometerablenkungen | Intensitäten | | | Verhältniss zweier aufeinanderfolgender Ablenkungen | Intensitäten |
|---|---|---|---|---|---|
| 146 | 0,956 | | | | |
| 67,6 | 0,429 | | | 2,18 | 2,18 |
| 40,34 | 0,255 | | | 1,68 | 1,677 |
| 28 | 0,17 | 63,67 | | 1,44 | 1,50 |
| 9,37 | — | 21,22 | | 2,99 | 3 |
| 3,96 | — | 9 | 86,4 | 2,366 | 2,358 |
| 1,64 | — | — | 36,25 | 2,414 | 2,383 |

6. Zu Thl. I, §. 128. Zur Prüfung der von Kirchhoff berechneten Formel für den Widerstand einer Kreisscheibe stellte sich Domalip [1]) eine

[1]) Villari, R. Istituto lombardo-veneto 1869, 11. Nov.* — [2]) Ladd, Carl Rep. Bd. VI, S. 274. 1870*. — [3]) Gottl. Burckhardt, Carl Rep. Bd. VI, S. 283. 1870*. — [4]) Bohn, Pogg. Ann. Erg.-Bd. V, S. 636. 1871*. — [5]) Lequesne, Bullet. d'encouragement 1871. p. 21. — [6]) Branly, Compt. rend. T. LXXV, p. 431. 1872*.

solche aus Zinkvitriollösung her, indem er auf eine gut horizontirte, ebene Glasscheibe kleine, 1,189$^{mm}$ dicke Glasstückchen klebte, sodann die Lösung hinaufgoss und eine kreisförmige Glasplatte von 180$^{mm}$ Durchmesser mit ihren Rändern auf die Glasstückchen auflegte, so dass keine Luftblasen zwischen den Glasplatten blieben. Die obere Kreisscheibe wurde zuerst an einigen Punkten in der Richtung eines Durchmessers und nachher auch in der des darauf senkrechten Durchmessers durchbohrt. Durch die Durchbohrungen wurden amalgamirte Zinkdräthe von 2,19$^{mm}$ Durchmesser bis auf die untere Glasscheibe gesteckt.

Im ersten Fall befanden sich die Oeffnungen resp. 20 und 60$^{mm}$ vom Mittelpunkt auf demselben Durchmesser. Die eingesenkten Elektroden wurden unter Einschaltung einer Sinusbussole mit einem Noe'schen Thermoelement verbunden. Die Polarisation war hier verschwindend klein. Dann wurde die Kette mit der Bussole ohne Einschaltung der Kreisscheibe verbunden und so der Widerstand der letzteren berechnet. Nach der Rechnung hätte der Widerstand sich in beiden Fällen wie 1 : 1,53 verhalten sollen, während der Versuch das Verhältniss gleich 1 : 1,56 ergiebt. Betrugen die Entfernungen der Elektroden vom Mittelpunkt 60 und 86$^{mm}$, so war das berechnete Verhältniss 1 : 1,44, das gefundene 1 : 1,43.

Waren die Elektroden auf zweien, einmal um je 60, im anderen um je 86$^{mm}$ vom Mittelpunkt entfernten Punkten aufgesetzt, die auf zwei gegeneinander senkrechten Durchmessern lagen, so war hierbei das berechnete Verhältniss der Widerstände 1,50, das beobachtete 1,48.

7. Zu Thl. I, §. 129. Schwedoff[2]) hat die Stromverzweigung in einer unbegrenzten dünnen Platte auf den Satz zurückgeführt, dass wenn in derselben zwei elektrische Pole vorhanden sind, die Wirkung derselben auf einen dritten Punkt der Länge der zu letzterem gezogenen „Strahlen" umgekehrt proportional ist. Die Resultante der Wirkung liegt dann in der Tangente des durch beide Pole und den Punkt gezogenen Kreises und sie bestimmt die Stromesrichtung. Ist die Platte begrenzt, so kann man an den Rändern der Platte die Strahlen nach dem Gesetz der Gleichheit des Einfallswinkels und Reflectionswinkels reflectirt denken, wobei keine Intensitätsverluste anzunehmen sind. Es werden dann von den Polen und ihren Spiegelbildern Strahlen zu dem betrachteten Punkt gezogen. Von dem Punkt aus werden auf diesen Strahlen Längen abgetragen, die der Länge der Strahlen von den Polen und ihren Spiegelbildern bis zu dem Punkt umgekehrt proportional sind, und jene Längen werden nach dem Princip des Parallelogramms der Kräfte zu einer die Richtung des Stromes bezeichenden Resultante vereint. Dabei ist die Wirkung in der Richtung der vom positiven Pol ausgehenden Strahlen ent-

---

1) Domalip, Wiener Ber., Math. Phys. Abth. Bd. LXVIII, 24. Juli 1873*. — 2) Schwedoff, Pogg. Ann. Erg.-Bd. VI, S. 85. 1872*.

gegengesetzt der der negativen zu setzen. Einige Versuche, bei denen die eine Elektrode auf den Rand eines 700$^{mm}$ langen und 520$^{mm}$ breiten, rechteckigen Stanniolblattes, die andere in einiger Entfernung von demselben aufgedrückt war, und bei denen die auf den Strömungscurven senkrechten Curven gleichen Potentials durch Verschieben zweier mit dem Galvanometer verbundener Elektroden auf der Platte aufgesucht wurden, bis die Nadel des Galvanometers keinen Ausschlag gab, bestätigten das Resultat dieser Construction.

Aehnliche Betrachtungen ergeben sich durch Annahme einer doppelten Reflexion an den Ecken einer von zwei sich schneidenden Graden begrenzten Platte u. s. f.

8. Zu Thl. I, §. 129. Den Widerstand rechteckiger Blechstreifen von unendlicher Länge und der Breite $b$, der Dicke $\delta$ und der Leitungsfähigkeit $k$ bei dem Abstand der auf der Mittellinie des Streifens befindlichen Elektroden $a$ findet Stefan [1]).

$$w = \frac{1}{\pi k \delta} \log \frac{b}{2\pi \varrho} + \frac{1}{\pi k \delta} \log \left( e^{\frac{\pi a}{b}} - e^{-\frac{\pi a}{b}} \right).$$

Ist der Streifen nicht unendlich lang, so ist die Summe aller Widerstände, welche man erhält, wenn man einmal die Elektroden in gleichen und bestimmten Entfernungen von der Mitte, dann in gleichen Entfernungen von den Enden des Bleches aufsetzt, eine constante Grösse.

Die Versuche von v. Obermayer [2]), welcher die Widerstände kreisförmiger und rechteckiger Platinblechstreifen mittelst der Wheatstone'schen Brücke unter Aufsetzen der Elektroden an verschiedenen Stellen gemessen hat, stimmen ganz mit den von Kirchhoff und Stefan berechneten Formeln.

9. Zu Thl. I, §. 165. Warren [3]) misst Widerstände, indem er einen Condensator durch eine constante Batterie ladet und dann denselben durch ein Galvanometer von bekanntem Widerstand $R$ entladet. Darauf wird die Entladung in gleicher Weise vorgenommen, nur dass der zu untersuchende Widerstand $x$ als Brückenschliessung zum Galvanometer verwendet wird. Die aus den Ausschlägen berechneten, ablenkenden Kräfte verhalten sich $A_R : A_{R+x} = x + R : x$.

Wird zu $x$ ein bekannter Widerstand $a$ hinzugefügt oder dieser allein als Brückenschliessung benutzt, so kann man hierdurch $a$ mit $x$ vergleichen.

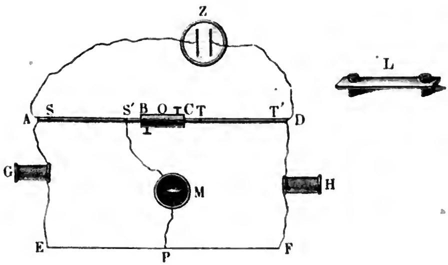
10. Zu Thl. I. §. 174. Matthiessen und Hockin [4]) bestimmen den Widerstand relativ gutleitender Körper in einer etwas anderen Art,

---

[1]) v. Obermayer, Wiener Ber., Bd. LX [2] S. 245. 1869*. — [2]) l. c. — [3]) Th. Bruce Warren, Phil. Mag. [4] Vol. XC, p. 441. 1870*. — [4]) Matthiessen und Hockin Laboratory, On Alloys. Maxwell Treatise Vol. I, p. 406*.

als W. Thomson. Neben den, wie bei seiner Anordnung verbundenen Körpern $AB$ und $CD$ (Fig. 1) ist der Drath der Wheatstone'schen Brücke

Fig. 1.




$EF$ ausgespannt und mit $A$ und $D$ durch Dräthe unter Einschaltung von Widerstandsetalons $G$ und $H$ verbunden, die nicht geändert, sondern event. nur von der einen Seite $AE$ zur Seite $DF$ übergeführt werden. Auf einem Brett $L$ werden in einem bestimmten Abstand zwei Schneiden befestigt, die oben mit Quecksilbernäpfen in Verbindung stehen. Dieses Brett wird einmal auf den Leiter $AB$, dann auf den Leiter $CD$ aufgesetzt, wo die Schneiden resp. die Punkte $SS'$ und $TT'$ berühren mögen. Es wird sodann nach einander unter Einschaltung eines Galvanometers $M$ eine Brückenleitung zwischen dem Drath der Wheatstone'schen Brücke $EF$ und den vier Punkten $S, S', T, T'$ hergestellt und event. durch Ueberführung der Etalons von $G$ nach $H$ und Veränderung des Contactpunktes $P$ an der Brücke in allen vier Fällen die Einstellung der Galvanometernadel im Galvanometer $M$ auf Null bewirkt. Bei den vier Versuchen werden die Widerstände von $A$ bis zum Punkt $P$ inclusive der eingefügten Etalons mit $AGP$, $AG_1P_1$, $AG_2P_2$, $AG_3P_3$ bezeichnet. Ist dann der unveränderliche Widerstand von $AGEPFHD$ gleich $W$, der von $ABCD$ gleich $R$, sind die Widerstände der Theile $AS$ und $AS'$ u. s. f. ebenfalls gleich $AS$ und $AS'$ u. s. f., so ist

$$\frac{AS}{R} = \frac{AGP}{W}; \quad \frac{AS'}{R} = \frac{AG_1P_1}{W}; \quad \frac{AT}{R} = \frac{AG_2P_2}{W}; \quad \frac{AT'}{R} = \frac{AG_3P_3}{W}$$

woraus folgt

$$SS' : TT' = AG_1P_1 - AGP : AG_3P_3 - AG_2P_2.$$

Für Vergleichung sehr grosser Widerstände würde sich auch die Vergleichung der Potentialdifferenz an den Enden derselben vermittelst eines Quadrantelektrometers bei Einschaltung der Widerstände in den Kreis einer Säule von grosser elektromotorischer Kraft besonders eignen.

11. Zu Thl. I, §. 181. Eine Methode zur Widerstandsbestimmung von Mance[1]) stimmt ganz mit der von Reynard (Thl. I, §. 181) überein.

12. Zu Thl. I, §. 187. Zur Herstellung von Etalons für grosse Widerstände füllt Hockin dünne Glasröhren mit Selen und schmilzt an beiden Enden Platindräthe an.

Auch Kautschukstreifen von 3 Ctm. Breite und 18 Ctm. Länge, auf denen ein Bleistiftstrich gezogen ist, der an beiden Enden ausgewischt wird, und die beiderseits in flache Klemmen eingeklemmt werden, geben grosse und sehr constante Widerstände[2]).

13. Zu Thl. I, §. 191. Sale[3]) will gefunden haben, dass eine Stange krystallisirten Selens in den verschiedenen Theilen des Sonnenspectrums einen verschiedenen Widerstand hat. Der Widerstand wurde vermittelst einer Wheatstone'schen Brücke und einem Galvanometer von grossem Widerstand gemessen. So fand sich der Widerstand im

| Dunkel | Violett | Roth | Orange | Grün | Indigo | Roth | Ultraroth | Dunkel nach der Bestrahlung |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 330 | 279 | 255 | 277 | 278 | 279 | 255 | 248 | 310 |

Bei Bestrahlung mit vollem Sonnenlicht sank der Widerstand auf etwa die Hälfte. Ob diese Erscheinung — trotz der gegentheiligen Behauptung des Autors — nicht doch auf Wärmewirkungen beruht, mag dahingestellt bleiben (vgl. die Versuche von Hittorf, Bd. I, §. 191).

14. Zu Thl. I, §. 197 und 198. Benoist[4]) hat die Widerstände von Dräthen bei hohen Temperaturen mittelst des Becquerel'schen Differentialgalvanometers bestimmt. Als Rheostat diente ein Apparat, ähnlich dem von F. E. Neumann (Thl. I, S. 235) construirten. Die Dräthe der Metalle waren an beiden Enden an Kupferstäbe verlöthet, um einen Thoncylinder gewunden und in einer engen, tiefen, in einem schmiedeeisernen Topf befindlichen Muffel erhitzt, in welcher eine bei hoher Temperatur siedende Substanz gebracht war. Die Siedetemperaturen waren hierbei

| | |
|---|---|
| Siedepunkt des Wassers | $100^0$ |
| „ „ Quecksilbers | $360^0$ |
| „ „ Schwefels | $440^0$ |
| „ „ Cadmiums | $860^0$ |

---

1) Mance, Phil. Mag. [4] Vol. XLI, p. 318. 1871*. — 2) S. E. Phillip. Phil. Mag. [4] Vol. XL, p. 41. 1870*. — 3) Sale, Proceed. Roy. Soc. Vol. XXI, p. 283. 1873*; Pogg. Ann. Bd. CL, S. 333. 1873*. — 4) Benoist, Compt. rend. T. LXXVI, p. 342. 1873*; Carl Rep. Bd. IX, S. 55. 1873*.

Andere Versuche wurden bei Temperaturen unter 360° in einem Quecksilberbade angestellt. Es ergab sich die Leitungsfähigkeit $l$ für Silber = 100 und der Widerstand $r_0$ bei 0° für Quecksilber gleich 1 und $r_t$ für $t^0$.

| | $l$ Silber = 100 | $r_0$ Quecksilber = 1 | $r_t =$ |
|---|---|---|---|
| Silber, rein . . . . . . | 100 | 0,0161 | $r_0 (1 + 0{,}003972\,t + 0{,}000000687\,t^2)$ |
| Kupfer, weich . . . . . | 90 | 0,0179 | $(1 + 0{,}003637\,t + 0{,}000000587\,t^2)$ |
| Silber, 75/100 weich . . . | 80 | 0,0201 | $(1 + 0{,}003522\,t + 0{,}000000667\,t^2)$ |
| Gold, rein, weich . . . | 71 | 0,0227 | $(1 + 0{,}003678\,t + 0{,}000000426\,t^2)$ |
| Aluminium, weich . . . | 49,7 | 0,0324 | $(1 + 0{,}003876\,t + 0{,}000001320\,t^2)$ |
| Magnesium, kalt gehämmert . . . . . . . . | 36,4 | 0,0443 | $(1 + 0{,}003870\,t + 0{,}000000863\,t^2)$ |
| Zink, rein, weich bei 350° | 27,5 | 0,0591 | $(1 + 0{,}004192\,t + 0{,}000001481\,t^2)$ |
| Zink, rein, kalt gehämmert . . . . . . . . | 25,9 | 0,0621 | — — |
| Cadmium, rein, gehämmert . . . . . . . . | 22,5 | 0,0716 | $(1 + 0{,}004264\,t + 0{,}000001765\,t^2)$ |
| Messing, weich . . . . | 22,3 | 0,0723 | $(1 + 0{,}001599\,t)$ |
| Stahl, angelassen . . . . | 14,0 | 0,1149 | $(1 + 0{,}004978\,t + 0{,}000007351\,t^2)$ |
| Zinn, rein . . . . . . . | 13,3 | 0,1214 | $(1 + 0{,}004028\,t + 0{,}000005826\,t^2)$ |
| Aluminiumbronce . . . | 13,0 | 0,1243 | $(1 + 0{,}001020\,t)$ |
| Eisen, angelassen . . . | 12,7 | 0,1272 | $(1 + 0{,}004516\,t + 0{,}000005828\,t^2)$ |
| Palladium, angelassen . | 11,1 | 0,1447 | $(1 + 0{,}002787\,t + 0{,}000000611\,t^2)$ |
| Platin, angelassen . . . | 9,77 | 0,1647 | $(1 + 0{,}002454\,t + 0{,}000000594\,t^2)$ |
| Thallium . . . . . . . | 8,41 | 0,1914 | $(1 + 0{,}004125\,t + 0{,}000003488\,t^2)$ |
| Blei, rein . . . . . . . | 7,76 | 0,2075 | $(1 + 0{,}003954\,t + 0{,}000001430\,t^2)$ |
| Neusilber . . . . . . . | 5,80 | 0,2755 | $(1 + 0{,}000356\,t)$ |
| Quecksilber . . . . . . | 1,61 | 1,0000 | $(1 + 0{,}000882\,t + 0{,}000001140\,t^2)$ |

15. Zu Thl. I, §. 222. Die Widerstände von verdünnter Schwefelsäure, Salzsäure und Kochsalzlösung sind von Grotrian[1]) bestimmt worden. Die Ströme wurden durch einen in einem Drathgewinde rotirenden Magnet geliefert; die Widerstände wurden nach der Compensationsmethode bestimmt; die Reduction der Intensität der Ströme in der Brücke auf Null wurde an einem Bifilardynamometer beobachtet, dessen bewegliche Rolle in die Brückenleitung, dessen feste Rolle in die Hauptleitung des Inductionsstromes eingefügt war. Durch einen Commutator konnten die zu vergleichenden Widerstände vertauscht werden. Die Flüssigkeiten befanden sich in zwei durch ein Glasrohr verbundenen Gläsern, in denen die Elektroden standen.

Es ergab sich für verschiedene Concentrationen nach einer Berechnung der Versuche nach der Methode der kleinsten Quadrate:

---

[1]) Grotrian, Ueber das galvanische Leitungsvermögen der Schwefelsäure, Salzsäure und Kochsalzlösung u. s. f. Dissertation. Braunschweig 1873*.

Schwefelsäure.

| Gewichts-procente $p$ an $HSO_4$ | Leitungs-fähigkeit $L_{22}$ bei 22° | Leitungs-fähigkeit $L_0$ bei $0_0$ | $\alpha$ | $\beta$ |
|---|---|---|---|---|
| 1 | 516 | 402 | 0,01657 | — 0,00006240 |
| 4 | 1695 | 1266 | 1758 | 6233 |
| 7 | 2846 | 2077 | 1822 | 6153 |
| 10 | 3925 | 2722 | 1902 | 6002 |
| 13 | 4923 | 3488 | 1980 | 5778 |
| 16 | 5808 | 4061 | 2056 | 5482 |
| 19 | 6556 | 4529 | 2131 | 5114 |
| 22 | 7114 | 4863 | 2204 | 4674 |
| 25 | 7474 | 5059 | 2275 | 4162 |
| 28 | 7671 | 5142 | 2345 | 3578 |
| 31 | 7727 | 5127 | 2413 | 2945 |
| 34 | 7663 | 5028 | 2479 | 2194 |
| 37 | 7500 | 4861 | 2543 | 1393 |
| 40 | 7258 | 4640 | 2606 | 0521 |
| 43 | 6942 | 4376 | 2666 | + 0,00000423 |
| 46 | 6533 | 4062 | 2726 | 1440 |
| 49 | 6016 | 3702 | 2783 | 2529 |
| 52 | 5462 | 3329 | 2839 | 3690 |
| 55 | 4933 | 3974 | 2893 | 4923 |
| 80 | 1918 | 1053 | 3275 | + 0,00018000 |
| 100 | 971 | 507 | 3494 | 32066 |

Für Temperaturen zwischen den angegebenen berechnen sich die Leitungsfähigkeiten nach der Formel $L = L_0 (1 + \alpha t + \beta t^2)$. Die Werthe $\alpha$ und $\beta$ für Schwefelsäure und $\alpha$ für Salzsäure und Kochsalzlösung sind in den Tabellen angegeben.

Mit wachsendem Procentgehalt wachsen also bei der Schwefelsäure die Werthe $\alpha$ und $\beta$; letzteres ist zuerst negativ, dann positiv, so dass bei einem bestimmten Procentgehalt (41,7 Proc.), für den $\beta = 0$, $\alpha = 0{,}0264$ ist, und das Leitungsvermögen proportional der Temperaturerhöhung zunimmt.

Aehnliches ergiebt sich aus den Beobachtungen von Beetz für Zinkvitriollösungen.

Ferner zeigt sich bei allen drei Flüssigkeiten ein Maximum der Leitungsfähigkeit, welches bei 22° C. für Schwefelsäure bei dem Gehalt

an 30,877 Proc. $H_2SO_4$, bei Salzsäure beim specif. Gewicht 1,108 (22 Proc. HCl), bei Kochsalzlösung beim specif. Gewicht 1,181 (23,78 Proc. NaCl) eintritt.

Salzsäure.

| Specifisches Gewicht $s$ bei 15° | Leitungsfähigkeit $L_{22}$ bei 22° | Leitungsfähigkeit $L_0$ bei 0° | $\alpha$ |
|---|---|---|---|
| 1,03 | 3282 | 2200 | 0,02255 |
| 1,05 | 5849 | 3940 | 2215 |
| 1,07 | 7228 | 4916 | 2176 |
| 1,09 | 7849 | 5368 | 2136 |
| 1,11 | 8108 | 5531 | 2096 |
| 1,13 | 7890 | 5439 | 2057 |
| 1,15 | 7367 | 5183 | 2017 |

Kochsalzlösung.

| Specifisches Gewicht bei 15° | Leitungsfähigkeit $L_{22}$ bei 22° | Leitungsfähigkeit $L_0$ bei $0_0$ | $\alpha$ |
|---|---|---|---|
| 1,01 | 193 | 113 | 0,03274 |
| 1,03 | 437 | 256 | 3320 |
| 1,05 | 734 | 431 | 3365 |
| 1,07 | 1060 | 622 | 3411 |
| 1,09 | 1392 | 816 | 3457 |
| 1,11 | 1706 | 996 | 3502 |
| 1,13 | 1979 | 1149 | 3548 |
| 1,15 | 2187 | 1261 | 3594 |
| 1,17 | 2313 | 1315 | 3639 |
| 1,19 | 2316 | 1299 | 3685 |

Das Maximum für Salzsäure ist hierbei grösser, als für Schwefelsäure. Bei der Schwefelsäure tritt das Maximum bei Erhöhung der Temperatur $t$ auch bei gesteigertem Procentgehalt $p_m$ ein. So ist:

| $t$ | 0° | 10° | 20 | 30 | 40 | 50 | 60 | 70 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $p_m$ | 29,2 | 29,9 | 30,7 | 31,5 | 32,3 | 33,1 | 33,8 | 34,4. |

Die Beobachtungen für Schwefelsäure stimmen mit denen von Kohlrausch und Nippoldt gut überein; ebenso mit denen von Matteucci für Salzsäure nahezu für das Maximum; sonst weniger gut. Die Beobachtungen für Kochsalzlösungen stimmen mit denen von E. Becquerel ziemlich, mit denen von Horsford und Schmidt wenig überein. So ist für verschiedene specifische Gewichte

| Becquerel | | Grotrian | Horsford | Grotrian | Schmidt | Grotrian |
|---|---|---|---|---|---|---|
| s | | (13,4° C.) | (16° C.) | | (18° C.) | |
| 1,204 | 1934 | 1862 | — | — | — | — |
| 1,195 | — | — | — | — | 2508 | 2132 |
| 1,113 | 1416 | 1500 | — | — | — | — |
| 1,111 | — | — | — | — | 1887 | 1604 |
| 1,078 | 1072 | 1022 | — | — | — | — |
| 1,060 | 833 | 765 | — | — | — | — |
| 1,048 | — | — | — | — | 879 | 661 |
| 1,032 | — | — | 661 | 411 | 722 | 430. |

Das Maximum findet Schmidt bei 24,4 Proc., Grotrian bei 23,8 Proc., also nahe übereinstimmend.

16. Zu Thl. I, §. 223. Diese Versuche erinnern an die Versuche von Rousseau [1]), nach denen Olivenöl viel schlechter leitet, als Mohnöl und andere vegetabilische Oele. Die Versuche wurden angestellt, indem eine kleine, leichte Magnetnadel und eine neben ihr aufgestellte Kugel, letztere unter Einschaltung des in einem Metalltrog enthaltenen Oeles durch Einsenkung eines bis auf eine kleine Stelle lackirten Drathes in dasselbe mit dem einen Pol einer trockenen Säule verbunden und die Zeit beobachtet wurde, bis die Nadel eine constante Ablenkung angenommen hatte.

17. Zu Thl. I, §. 240. Bei dem §. 240 u. flgde. angeführten Verfahren zur Messung elektromotorischer Kräfte mittelst des Compensationsverfahrens von E. du Bois-Reymond (auch für die §. 181a angeführten Bestimmungen des inneren Widerstandes der Ketten nach Beetz) muss man einerseits den das Galvanometer und die zu compensirende Kette, andererseits den die compensirende Kette enthaltenden Zweig kurz nach einander schliessen und bei vergleichenden Versuchen diese Schliessung von möglichst gleicher Dauer herstellen. Hierzu verwendet Beetz [2]) den folgenden Federcontact (Fig. 2):

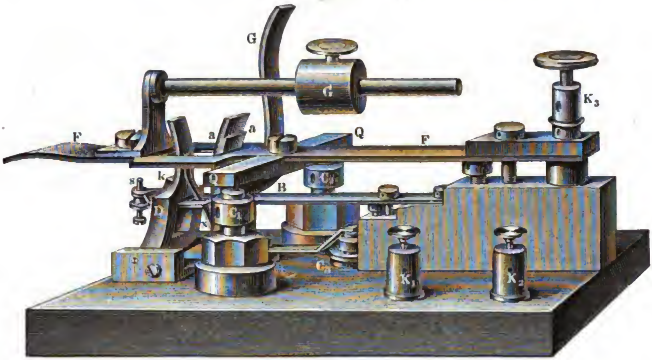
Die Contacte werden durch die Metallschrauben $C_1$ und $C_2$ vermittelt, welche oben mit Platinenden versehen sind und mit den Klemmschrauben $K_1$ und $K_2$ verbunden sind, die zu den beiden zu schliessen-

---

[1]) Rousseau, Ann. de Chim. et de Phys. [2] T. XXV, p. 393; auch Warren. Rep. of the British Assoc. 1867, pt II, p. 47*. — [2]) Beetz, Carl. Rep. Bd. VIII, S. 317. 1872*.

den Zweigen führen. Eine Stahlfeder $F$ ist bei $K_3$ mit den Enden des Messdrathes verbunden. Die Stellung derselben kann durch Schrauben

Fig. 2.




regulirt werden. Die Feder trägt das Querstück $Q$, gegen welches $C_1$ und $C_2$ beliebig (ungleich) gehoben und dann festgestellt werden, so dass der Contact $C_1$ für das compensirende Element später berührt wird, als $C_2$.

Eine Klinke $a$ hält die Feder $F$ nach oben; wird sie durch den Handgriff $G$ nach links bewegt, so schnellt die Feder $F$ hinunter, schlägt nach einander das Querstück $Q$ gegen $C_1$ und $C_2$ und endlich gegen die an der Feder $B$ befestigte Schraube $s$, wodurch die Feder $B$ zurückgeworfen wird. Hierdurch wird die Klinke $D$ ausgelöst, wird durch die Feder $x$ nach links gedrückt und hindert durch ihren Vorsprung $k$ die Weiterbewegung der Feder $F$. Wird letztere gehoben, so hängt sie sich bei $a$ ein und drückt zugleich die Klinke $D$ zurück, so dass letztere wiederum in die Feder $B$ eingreift. Durch Gewicht $G$ wird die Dauer der Schwingung der Feder $F$ und somit der Contacte regulirt. Durch das Zurückziehen der Klinke $a$ wird zugleich der Contact $C_3$ geöffnet, durch welchen z. B. bis zur Messung die zu messende Kette geschlossen erhalten werden kann, wenn man etwa die Aenderungen der elektromotorischen Kraft einer geschlossenen Kette mit der Zeit untersuchen will.

18. Zu Thl. I, §. 240b. Eine genaue Anleitung zum Gebrauche des „runden Compensators" ist von E. du Bois-Reymond [1]) gegeben worden.

---

[1]) E. du Bois-Reymond, Reichert's und du Bois' Archiv 1871, Heft 5 und 6, S. 608*.

19. Zu Thl. I, §. 243. Eine Methode zur gleichzeitigen Bestimmung der elektromotorischen Kraft und Polarisation, sowie der Widerstände der Elemente ist in ihren allgemeinen Principien von Militzer[1]) angegeben.

20. Zu Thl. I, §. 264. Mittelst der Compensationsmethode findet Voller[2]), theils durch Erwärmung der ganzen Elemente, theils ihrer Hälften eine Vermehrung der elektromotorischen Kraft von Zk | $H_2SO_4$ von 0—100° um etwa 0,05; Pt | $HNO_3$ ebenso; Cu | NaCl von 21°—78° um 0,17; C | $HNO_3$ unbedeutend; eine Verminderung bei Zk | $ZkSO_4$ von 28°—90° um 0,08; Zk | NaCl ähnlich; Cu | $CuSO_4$ von 22—91° um 0,43; Cu | $ZkSO_4$ von 25—80° um 0,33. Die elektromotorische Kraft Zk | $H_2SO_4$ scheint unterhalb des Siedepunkts ein Maximum zu haben.

21. Zu Thl. I, §. 271. Werner Schmidt[3]) benutzt in seiner Kette Quecksilber gegenüber amalgamirtem Zink in Lösung von Quecksilberchlorid, die mit etwas Chlorwasserstoffsäure angesäuert ist. In das Quecksilber taucht ein in eine Glasröhre eingeschlossener, unten amalgamirter Kupferdrath.

22. Zu Thl. I, §. 273a. Nach J. Müller[4]) ändert sich die elektromotorische Kraft $E$ und der Widerstand $R$ der Bunsen'schen Chromsäurekette bei Schliessung durch einen 20^m langen Kupferdrath, wie folgt

| | $E$ | $R$ |
|---|---|---|
| Gewöhnliche Bunsen'sche Kette von gleicher Dimension | 20—21 | 0,41 |
| Chromsäurekette nach der Schliessung . . . . . . . | 21 | 0,33 |
| „ „ „ 3/4 Std. . . . . . . . . . . . | 21,3 | 0,53 |
| „ „ „ 6/4 Std. . . . . . . . . . . . | 9,7 | 2,69 |

Die elektromotorische Kraft der Bunsen'schen Chromsäurekette ist also zuerst grösser, als die der gewöhnlichen Bunsen'schen Kette, bleibt nahe 3/4 Stunden constant und sinkt dann sehr schnell auf das 0,48fache; während der Widerstand in derselben Zeit auf das 7fache steigt.

23. Fig. 3 und 4 stellen zwei mit Kohle- und Zinkcylindern, resp. Platten versehene und mit Chromsäurelösung gefüllte Tauchbatterien dar, wie sie häufig zu Vorlesungs- und medicinischen Zwecken gebraucht werden. Die Kohlen und Zinkbleche hängen alle an einem Holzrohr, welches durch eine in der Mitte angebrachte Schraube mit Kurbel gehoben und gesenkt werden kann. In Fig. 3 sind in die Kohlen-

[1]) Militzer, Wiener Ber. Bd. LIX [2] S. 472. 1869*. — [2]) Voller, Pogg. Ann. Bd. CXLIX, S. 396. 1873*. — [3]) W. Schmidt, Zeitschr. f. Chemie 1869. S. 81. — [3]) J. Müller in Freiburg, Dingl. Journ. Bd. CCV, S. 104. 1872*.

cylinder Glasperlen eingesetzt, um ihre Berührung mit dem Zink zu verhindern. Die Elemente können durch Bügel zwischen den mit den

Fig. 3.



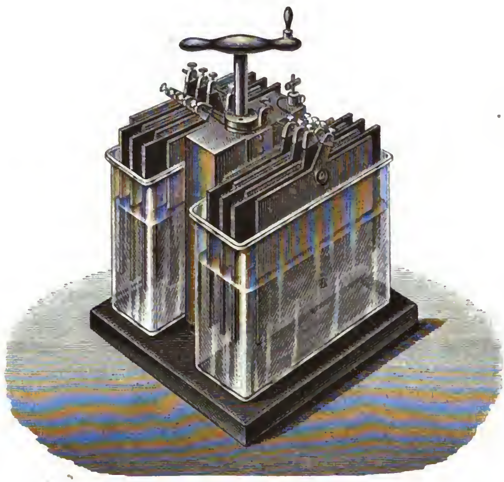

Zink- und Kohlencylindern verbundenen, auf dem tragenden Holzrohr angebrachten Klemmschrauben hinter- und nebeneinander verbunden werden. In Fig. 4 sind die zwei Kohlenplatten einerseits und die drei Zinkplatten andererseits in jedem Glase mit einander verbunden, so dass sie zwei Elemente von grosser Oberfläche darstellen, die nur hinter- oder nebeneinander zu verbinden sind.

24. Ausser den von Poggendorff (Bd. I, S. 373) und Bunsen (S. 425) angegebenen Mischungen für die Chromsäurekette ist noch eine Reihe anderer Mischungen vorgeschlagen worden, deren Vorzug vor der Bunsen'schen nicht gerade einleuchtet. Einige derselben sind folgende:

| | Wasser. | | Saures chromsaures Kali. | Schwefelsäure. |
|---|---|---|---|---|
| 1. Bunsen | 604,7 | Thle. | 61,82 | 115,7 |
| 2. Poggendorff | 18 | „ | 3 | 4 |
| 3. Grenet | 1000 | „ | 100 | 300 |
| 4. Delaurier | 200 | „ | 18 | 42 |

ferner 5. nach Chutaux: Wasser 1500, saures chromsaures Kali 100, Schwefelsäure 200 (66° Baumé), schwefelsaures Quecksilberoxyd 200 Thle. 6. nach Delaurier: Wasser 30, saures chromsaures Kali 5,4, Schwe-

Fig. 4.



felsäure 25 (66° B.), Eisenvitriol 4, Glaubersalz 5. 7. nach Voisin und Dronier: Wasser 83,33, saures chromsaures Kali 4,50, Schwefelsäure 9,83, schwefelsaures Natron 2,33. (Es soll sich $KO, 2SO_3 + NaO, 2SO_3 + 2CrO_3, 2SO_3 + 7aq$ bilden.)

| Nach du Moncel ist eines gewöhnlichen Bunsen'schen Elements. | die elektromotorische Kraft | der Widerstand |
|---|---|---|
| | 11123 | 160 |
| der Kette 3 | 11400 | 160 |
| 5 | 11848—11400 | 5—600 |
| 6 | 12912 | 685 |

Es erhöht sich also die electromotorische Kraft durch Zusatz des Eisensalzes etwa um $^1/_{10}$ [1]).

[1]) Du Moncel, Bullet. de la Soc. d'encouragement 1871. p. 113. Dingler's Journ. Bd. CCIII, S. 375. 1872*; auch Voisin und Dronier, Bullet. de la Soc. d'encouragement 1873, p. 114. Dingler's Journ. Bd. CCVII, S. 483. 1873*.

Um die Constanz der Chromsäurekette zu erhöhen, leitet Grenet[1]) durch einen Mechanismus in der Nähe der negativen Elektrode, an der sich Chromalaun bildet, durch die Kette einen Strom von Luft.

Chutaux theilt die Gefässe, welche eine amalgamirte Zink- und eine Kohlenplatte enthalten, in der Mitte zwischen beiden der Art, dass die Zinkplatte mit Sand, die Kohlenplatte mit Kohlen- oder Coakspulver umgeben ist, und lässt aus einer umgestürzten Flasche von oben die Flüssigkeit in die Pulver eintreten, unten aber durch den porösen Boden des Gefässes durchsickern, auf ein zweites ähnliches Element und durch dieses in eine zweite Flasche fallen. Dieselbe Flüssigkeit kann wohl durch vier Elemente hindurchgetrieben werden. Den Zu- und Abfluss der Lösung kann man nach Chutaux auch bei anderen Chromsäureelementen durch eine umgekehrte Flasche mit einem beliebig weiten Heber oder Abflussrohr bewirken.

25. Zu Thl. I, §. 273b. Eine sehr zweckmässsige Form, namentlich für therapeutische Zwecke, hat Beetz[2]) der aus Leclanché'schen Elementen zusammengesetzten Batterie gegeben (Fig. 5, a. f. S.).

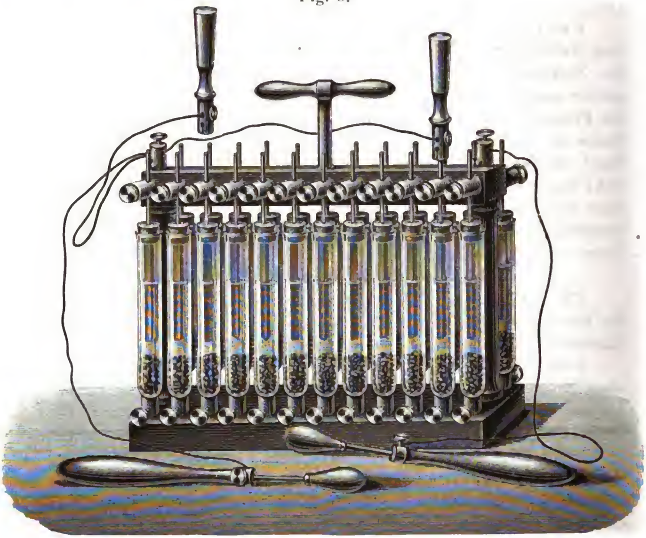
Jedes Element besteht aus einem Glasrohre von den Dimensionen eines Reagenzglases, in welches unten ein Platindrath eingeschmolzen ist, der innen und aussen hervorragt. In das Glas wird bis auf $^1/_3$ der Höhe ein Gemisch von grob gestossener Retortenkohle und Braunstein, darauf bis zu $^2/_3$ der Höhe concentrirte Salmiaklösung gegossen, und vermittelst eines durchbohrten, lose aufgesetzten Kautschukpfropfens ein mit Siegellack in letzteren festgekitteter Zinkstab eingesetzt, in den oben ein Messingdrath eingegossen ist. Der obere Theil des Glases wird innerhalb auf etwa 2 Ctm. Länge mit Talg bestrichen, so dass der Salmiak nicht efflorescirt. Der untere Platin- und obere Messingdrath eines jeden solchen Elementes ist in Klemmschrauben eingesetzt, die so durch Dräthe in Verbindung stehen, dass alle Elemente hinter einander verbunden sind. Die Oeffnungen der oberen Klemmen sind so weit, dass man die einzelnen Gläser nach Loslösen der Schrauben durch Heben und Neigen des unteren Endes nach Aussen hin entfernen kann. Mit Holzstielen versehene, federnde Klemmschrauben, welche die mit den erforderlichen Apparaten verbundenen, leitenden Schnüre oder Dräthe tragen, lassen sich auf die einzelnen Messingdräthe der Elemente aufschieben, um so beliebig viele Elemente der Säule in den Schliessungskreis einzuschalten[3]).

---

[1]) Grenet, Mondes T. XXVIII, p. 53. 1872. — [2]) Beetz, Deutsches Archiv für klin. Med. Bd. X, S. 119. 1872*. — [3]) Andere Formen der Kette von Leclanché von L. Weber, Spec. of Patents 1870, Nr. 1055 und Boumans, Dingler's Journ. Bd. CCI, S. 305. 1871*.

In dem Element von Gaiffe[1]) ist Mennige als desoxdyirendes Mittel verwendet. Eine Bleistange reicht bis zum Boden, eine Zink-

Fig. 5.



stange bis zur halben Höhe eines Gefässes, welches unten mit Mennige gefüllt ist. Als Erregerflüssigkeit dient eine Lösung von Salmiak in 10 Thln. Wasser. Die elektromotorische Kraft soll $^1/_3$ von der der Bunsen'schen Kette sein[2]).

26. Die Wirkung des Braunsteins und der Kohle in den Elementen von Leclanché, sowie des Bleisuperoxyds ist vollständig von Beetz[3]) untersucht.

Auf eine am Boden eines Glascylinders befindliche, den Querschnitt des Cylinders ausfüllende Platinplatte wurde das zu untersuchende Pulver in einer 2 Ctm. hohen Schicht gelegt. Oberhalb wurde eine Kupfer-

[1]) Gaiffe, Compt. rend. T. LXXV, p. 120. 1872*; Dingler's Journ. Bd. CCV, S. 305. 1872*; Carl Rep. Bd. VIII, S. 243. 1872*. — [2]) Leland (Athenaeum 1872, 3. Febr. Mondes, T. XVII, p. 291*) bringt in einem Thoncylinder ein Platinblech in ein Gemisch von Braunstein und schwefelsaurem Quecksilberoxydul und setzt den Thoncylinder in ein Gefäss, welches den Zinkcylinder und Wasser enthält. — [3]) Beetz, Münchner Akad. Ber. Math. phys. Cl. 1873, S. 89*. Poggend. Annalen Bd. CL, S. 497. 1873*.

platte angebracht und das Ganze mit concentrirter Kupfervitriollösung begossen. Durch diesen Apparat wurde der Strom von drei Meidinger'schen Elementen, so dass die Kupferplatte als positive Elektrode diente, geleitet, bis der Kupferverlust derselben stets nahezu stets der gleiche war. Bestand das Pulver aus Platinschwamm oder grob gepulverter Gaskohle, so war nur die Oberfläche desselben mit Kupfer bedeckt; es diente als zusammenhängender metallischer Leiter. Bei Platinmohr und fein gepulverter Kohle waren nur kleine Mengen Kupfer auf der Oberfläche abgesetzt, im Innern und auf der Platinplatte befanden sich Kupferblättchen, die namentlich bei der Kohle eine Art Vegetation bildeten. Bei Anwendung grober Braunsteinstücke lagen auf der Oberfläche einzelne Kupferbrocken, im Inneren und auf der Platinplatte war Kupferoxyd gebildet; feines Braunsteinpulver hatte sich ohne Absatz von Kupfer nur auf der Oberfläche mit Kupferoxyd bedeckt; ein Gemisch von Kohle und Braunstein war ganz mit Kupferoxyd durchsetzt; nur bei gröberer Kohle fand sich auf der Oberfläche hie und da Kupfer. Somit ist feiner Braunstein nicht, gröberer Braunstein, und namentlich dieser mit Kohlenstücken, welche die Leitung vermitteln, zur Depolarisation geeignet.

Durch Compensation mittelst einer Kette von zwei Daniell'schen Elementen (mit verdünnter Schwefelsäure) mit doppelten Thondiaphragmen findet Beetz die elektromotorischen Kräfte (die Kraft der Daniell'schen Kette $D = 1$):

| | | | |
|---|---|---|---|
| 1) Amalgam. Zink in Zinkvitriol | | 1/4 Std. geschlossen. | 10 Min. offen. |
| feste Gaskohle in Salmiak | 1,11 | 0,03 | 0,39 |
| festes Braunsteinstück in Salmiak . . . . | 1,48 | 0,34 | 0,42 |
| 2) Amalgam. Zink in Salmiak | | 3 Min. geschl. mit 100 Quecks.-E. | 1/2 Min. offen. |
| feste Gaskohle in Salmiak . . . . . | 1,22 | 0,73 | 0,80 |
| festes Braunsteinstück in Salmiak . . . . | 1,51 | 1,10 | 1,48. |

Der Braunstein bewirkt also stets eine geringere Abnahme und schnellere Wiederherstellung der elektromotorischen Kraft. Schliesst man ad 2) beide Elemente hintereinander in denselben Stromkreis, dass sie also von gleich starken Strömen durchflossen sind, und der grosse Widerstand des Braunsteins die Stromintensität des Braunsteinelementes allein nicht unter die im Kohlenelement allein hinunterdrücken kann, und untersucht man mittelst des Federcontacts (Nr. 17) bei momentaner Loslösung des einen und anderen ihre elektromotorische Kraft, so sinkt die elektromotorische Kraft des Braunsteinelementes schnell weit unter die des Kohlenelementes, regenerirt sich aber viel schneller wieder vollständig.

Wurden die Elemente mit verschiedenen Pulvern gefüllt, hinter einander geschlossen und nun einzeln auf ihre elektromotorischen Kräfte untersucht, so ergab sich

| offen | Kohle: fein<br>Braunstein: fein | grob<br>grob | grob<br>fein | fein<br>grob |
|---|---|---|---|---|
| $1/2$ Std. mit 500 Q.-E. . . . | 1,38 | 1,30 | 1,28 | 1,39 |
| geschlossen . . . | —0,12 | 0,64 | 0,98 | —0,02 |
| desgl. mit 100 Q.-E. . . . | —0,15 | 0,35 | 0,59 | —0,02 |
| „ ohne Widerstand . | —0,15 | 0,12 | 0,49 | —0,02 |
| 5 Minuten offen . . . . . | 0,78 | 0,54 | 0,90 | —0,01 |
| 10 „ „ . . . . . | 1,00 | 0,70 | 0,90 | 0 |
| 3 Stunden „ . . . . . | 1,39 | 1,23 | 1,20 | 1,30 |

Die Widerstände einiger solcher Elemente sind

| | mit feiner Kohle | f. Braunstein | gr. Kohle<br>f. Braunst. | f. Kohle<br>f. Braunst. |
|---|---|---|---|---|
| Anfangs . . . | 67 | 198 | 60 | 145 |
| $1/2$ Std. mit 500 Q.-E. geschlossen . | 74 | 440 | 66 | 161 |
| und 1 Std. offen. | | | | |

Somit sind die mit feinem Kohlenpulver oder feinem Braunsteinpulver versehenen Elemente sowohl wegen der schnellen Aenderung der elektromotorischen Kraft, als auch (bei letzteren) wegen der Grösse des schnell wachsenden Widerstandes unbrauchbar. Dagegen sind die Elemente mit grober Kohle und feinem Braunsteinpulver empfehlenswerth.

Von verschiedenen Lösungen empfiehlt sich die Salmiaklösung am meisten. Ist die Kette durch Ausscheidung von Chlorzinkammonium mit der Zeit schwächer geworden, so kann man sie durch Abkratzen des Zinkstabes, Zusatz von etwas Salzsäure und etwas feinem Braunsteinpulver und Durchschütteln schnell wieder brauchbar machen.

Elemente mit Bleisuperoxyd an Stelle des Braunsteins ergaben folgende Resultate:

| | Grobe Kohle<br>gr. Braunst. | grobe Kohle<br>fein. Braunst. | Bleisuperoxyd mit<br>Salpeterlösung | <br>Sodalösung |
|---|---|---|---|---|
| offen . . . . | 1,32 | 1,26 | 1,56 | 1,48 |
| Alle Elemente hinter einander $1/2$ Std. mit 500 Q.-E. geschlossen . . . . | 0,34 | 0,54 | 1,29 | 0,54 |
| 5 Min. offen . . . | 0,67 | 0,81 | 1,42 | 1,25 |
| $1/2$ Std. ohne Widerstand geschlossen | —0,06 | 0,34 | 1,08 | 0,70 |
| 5 Min. offen . . . | 0,35 | 0,53 | 1,29 | 1,25 |

Die elektromotorische Kraft der mit Bleisuperoxyd versehenen Elemente ist also selbst bei Einschaltung geringer Widerstände und relativ grosser Intensitäten der der Braunsteinelemente überlegen.

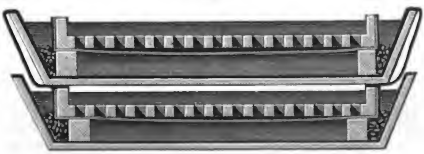
Indess ist der Widerstand des Elementes mit Sodalösung gross (590 Q.-E.); der des Elementes mit Salpeterlösung (102 Q.-E.) ist zwar

Anfangs nicht allzugross, wächst aber bald sehr bedeutend durch Bildung von salpetrichtsaurem Kali und Niederschlag von Zinkoxydhydrat auf dem Superoxyd. Ein Element mit Bleisuperoxyd und Schwefelsäure, bei dem der Zinkstab amalgamirt war, zeigte die grosse elektromotorische Kraft 2,4, die nach $^1/_2$ St. bei Einschaltung von 500 Q.-E. Widerstand gleich 2,25, nach 10 Min. Schliessung in sich 1,54, nach 30 Min. 1,40, nach 5 Min. Oeffnen schon wieder 2,16 wurde. Indess setzt sich in dem Superoxyd so viel schwefelsaures Bleioxyd ab, dass das Element bald unbrauchbar wird.

In ähnlicher Weise, wie oben angegeben, dürfte grobes Kohlenpulver an Stelle der massiven Kohle in den Chromsäureketten durch Vergrösserung der leitenden Oberfläche, wie zuerst von Reinsch, dann von Chutaux angegeben worden ist, die Polarisation vermindern, und so die elektromotorische Kraft von $1{,}86\,D$ bis $1{,}955\,D$ steigen[1]).

27. Zu Thl. I, §. 277. Namentlich für telegraphische Zwecke ist die Daniell'sche Kette noch mehrfach abgeändert worden. So besteht die Kette von Bottomley[2]) (Fig. 6) aus flachen quadratischen Holzkästen mit etwas schrägen Wänden von 21 Zoll im Quadrat Grundfläche und $3^3/_4$ Zoll Tiefe, welche innen mit galvanisch verkupferten Bleiplatten

Fig. 6.

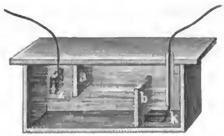


belegt sind. An den Ecken ruhen auf denselben kleine Holzklötzchen von $1^1/_2$ Zoll Höhe, auf welche rostförmige, unten mit Pergamentpapier bekleidete Zinkplatten gelegt sind. Das Pergamentpapier ist an den Rändern aufgebogen. In dasselbe wird Zinkvitriollösung gegossen, ausserhalb desselben werden Kupfervitriolkrystalle aufgeschichtet. An einer Stelle ist die Bleibedeckung über den Rand des Kastens gebogen und an dem Boden desselben an ein Zinnplättchen gelöthet. Werden mehrere derartige Elemente aufeinander gestellt, so drückt sich das Zinnplättchen des oberen auf die Zinkplatte des unteren Elementes und vermittelt so die Leitung[3]).

[1]) Andere Erklärung von du Moncel, Compt. rend. T. LXXV, p. 876, 1872*. Dingl. J. Bd. CCVI, S. 363. 1872*. — [2]) Bottomley, Scientif. American, Juni 1872, S. 364; Dingl. Journ. Bd. CCV, S. 304. 1872*. — [3]) Eine andere Kette zu therapeutischen Zwecken, auch von Morin (Compt. rend. T. LXXIV, p. 1560. 1872*). Ein Kupfercylinder wird durch ein Papierdiaphragma von einem Zinkcylinder getrennt; der erstere ist mit grobem Sand, der letztere mit Schwefelblumen umgeben; das Ganze wird in Kupfervitriollösung getaucht.

28. In einer anderen Batterie theilt Varley[1]) einen Kasten (Fig. 7) durch zwei vom Deckel und Boden in denselben hineinragende, wasserdichte Scheidewände *a* und *b*, bringt bei *k* die Kupfer-, bei *z* die Zinkplatte an, umgiebt die erstere mit Kupfervitriolkrystallen und füllt das Ganze mit Wasser.

Fig. 7.




Die „Gravity battery" von Varley[2]) besteht aus einem Glase (Fig. 8), in welches unten eine Kupferplatte *c* gelegt ist, von der ein isolirter Drath *a* nach aussen führt. Auf der einen Seite des Glases befindet sich eine unten abgeschrägte, mit Kupfervitriolkrystallen gefüllte Glasröhre *b*. Auf der Kupferplatte ruht eine Schicht Sägespähne, darauf eine Schicht Zinkoxyd oder kohlensaures Zinkoxyd, hierauf wieder eine Schicht Sägespähne. Darüber hängt an dem Ebonitdeckel des Glases eine nach unten conisch zugespitzte, mit einer Klemme verbundene Zinkplatte. Das Glas wird mit Wasser gefüllt.

Fig. 8.




Zenger[3]) schichtet auch Spiessglanzasche, in welcher ein mit Leitungsdrath versehener Antimonstab steht, und Kochsalz in einem Gefäss übereinander, befestigt über demselben einen Zinkcylinder und füllt das Ganze mit Kochsalz- oder Salmiaklösung. Die elektromotorische Kraft ist 0,943 D.

Bei Gegenüberstellung einer Antimonplatte in einer bis zur Klärung mit Salzsäure (und etwas Salpetersäure) versetzten Antimonchloridlösung und einer amalgamirten Zinkplatte in Kochsalz- oder Salmiaklösung ist die elektromotorische Kraft 0,8 D.

29. Zu Thl. I, §. 278. Biegt man die Zinkbleche der Grove'schen Säule, Fig. 158, Thl. I, um die verticale Seite der Thontröge, so kann man sie, ebenso wie die Platinbleche, an einem Rahmen befestigen,

---

[1]) Varley, Quarterly Journ. of Science New Ser. Vol. I, p. 122. 1871. — [2]) Nach einer gef. Originalmittheilung des Herrn Varley. — [3]) Zenger, Böhm. Architecten-Verein. 1871. S. 15*.

auf dem die Leitungsbleche angebracht sind, und so gemeinsam in die mit den Flüssigkeiten gefüllten Zellen einsenken[1]).

30. Zu Thl. I, §. 281. Um die lästigen Dämpfe beim Gebrauche der Grove'schen oder Bunsen'schen Säule zu vermeiden, versieht Beetz[2]) sechs auf einem kreisrunden Gestell aufgestellte Elemente mit Quecksilbernäpfen und bedeckt das Ganze mit einem Glasmantel, der mit einem Holzdeckel mit zwei concentrischen Reihen von je sechs Löchern versehen ist, durch welche die Quecksilbernäpfe hindurchragen. Zum Heben des Apparates dient ein in der Mitte angebrachter eiserner Stab, um den herum in einem ringförmigen Blechgefäss gebrannter Kalk aufgeschüttet ist. Die Verbindung der Quecksilbernäpfe der einzelnen Elemente geschieht in der einen oder anderen Weise durch pachytropische Vorrichtungen, bestehend aus Holzringen mit eingelegten Kupferdräthen.

31. Zu Thl. I, §. 284. Levison[3]) und Böttger[4]) giessen die Salpetersäure [auch nach Sharples[5]) und Worlée[6]) 3 Volumina Salpetersäure und 1 Volumen Schwefelsäure] in der Grove'schen und Bunsen'schen Kette auf einen Ueberschuss von gepulvertem saurem chromsaurem Kali, welches eventuell mit Wasser zu einem Brei angerührt wird. Hierdurch werden die lästigen salpetrichtsauren Dämpfe vermieden. Die elektromotorische Kraft eines mit dieser Lösung gefüllten Bunsen'schen Elementes ist 0,98 von der des nur mit Salpetersäure gefüllten Elementes; der Widerstand ist etwa $1\frac{1}{2}$ mal grösser. Das in dieser Kette ohne Anwendung der Schwefelsäure sich bildende salpetersaure Chromoxydkali krystallisirt nicht, so dass die Thonzellen nicht leicht zersprengt werden, während dies bei Zusatz von Schwefelsäure durch die Bildung von Chromalaun leicht geschehen soll.

32. Koosen[7]) verwendet das übermangansaure Kali als depolarisirende Flüssigkeit in der Grove'schen Kette. Der amalgamirte Zinkcylinder steht in seinem Element in verdünnter Schwefelsäure, das von demselben durch einen Thoncylinder getrennte Platinblech in Lösung von übermangansaurem Kali (mit $\frac{1}{30}$ Schwefelsäure). Die elektromotorische Kraft dieses Elementes ist gleich 2 D. und fast unabhängig von der Concentration. Der Widerstand ist etwa der des Bunsen'schen Elementes. Da in der Kette keine Gasausscheidung eintritt, so wird die

---

[1]) Horatio Yeates, Telegr. Journ. 1872. Dec., p. 29; Dingl. Journ. Bd. CCVII. S. 304. 1873*. — [2]) Beetz, Carl. Rep. Bd. VI, S. 272. 1870*; Dingl. Journ, Bd. CXCVIII, S. 488. 1870*. — [3]) Levison, Dingl. Journ. Bd. CCIII, S. 384*. 1872. — [4]) Böttger, Dingl. Journ. Bd. CCIII, S. 154, Anm.*. — [5]) Sharples, Silliman American Journ. [3] Vol. I, p. 247. 1871*. — [6]) Worlée, Polyt. Notizblatt. 1872. Nro. 1; Dingl. Journ. Bd. CCIII, S. 153. 1872*. — [7]) Koosen, Poggend. Annal. Bd. CXLIV, S. 627. 1871*.

am Platinblech reducirte Flüssigkeit nicht von demselben entfernt, und so nimmt die Stromintensität bei dichteren Strömen ab. Soll dies vermieden werden, hängt man über das Platinblech in den Thoncylinder ein enges Sieb von Platindrath, welches mit Krystallen von übermangansaurem Kali gefüllt ist und etwa 1 Ctm. tief in die Flüssigkeit eintaucht, und nimmt die Oberfläche des Platinblechs sehr gross (etwa $^1/_2$ Quadratfuss), indem man eine Anzahl sehr dünner Platinbleche, die 4 Ctm. niedriger sind, als die Thoncylinder, fächerförmig mit einem Platindrath verlöthet. Für schwächere Wirkungen, z. B. bei Anwendung der Kette für elektrische Glockenzüge, genügt ein einfaches Platinblechkreuz.

Um ein Element von geringerem Widerstand zu erhalten, beseitigt Koosen den Thoncylinder vollständig und ersetzt denselben durch einen Cylinder von Rosshaargaze. Nur muss man das Element nicht zu lange zusammengesetzt lassen, da sonst das Zink die Lösung der Uebermangansäure reducirt. Bei Anwendung von Kohle statt des Platins reducirt sich die Uebermangansäure ziemlich schnell. Die elektromotorische Kraft ist dann gleich 2D.[1]).

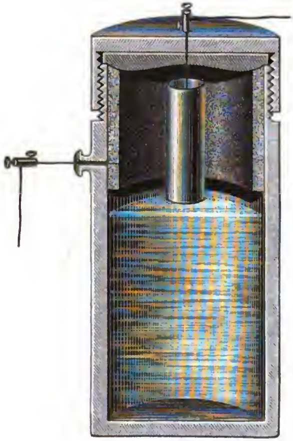
33. Zu Thl. 1, §. 287. Die transportable Kette von Trouvé[2]) besteht aus einem cylindrischen Gefäss (Fig. 9) von Hartgummi, welches oben durch einen aufgeschraubten Deckel verschlossen wird. Ein Kautschukpolster an demselben dient dazu, den Verschluss wasserdicht zu machen. Durch die Mitte des Deckels geht luftdicht ein Drath, der eine amalgamirte Zinkplatte trägt. An dem cylindrischen Gefäss ist ein Kohlencylinder befestigt, der mit einer Klemmschraube ausserhalb verbunden ist. Zinkplatte und Kohlencylinder gehen nur bis zur halben Höhe des Cylinders hinunter, der mit einer Lösung von schwefelsaurem Quecksilberoxyd[3]) oder chromsaurem Kali nicht ganz bis zur Hälfte gefüllt ist. Durch Umkehren des Cylinders wird die Kette in Thätigkeit gesetzt.

---

[1]) Vergl. auch Zenger, Böhm. Archit. Verein. 1871. S. 15; Highton, Chem. News, Vol. XXIV, p. 143. 1871. — [2]) Trouvé, Mondes T. XXVIII, p. 109. 1872. Dingl. Journ. Bd. CCVI, S 268. 1872*. — [3]) Diese Lösung wird auch in einer grösseren, zum Heben und Senken der Kohlen- und Zinkplatten eingerichteten Säule von Duchenne und Ruhmkorff (Mondes T. XXIII, p. 21. 1870*) verwendet.

Delaurier (le Technologiste 1869, p. 634; Polyt. Centralbl. 1870, S. 69*) ersetzt die Salpetersäure in der Bunsen'schen Kette durch eine Lösung von chromsaurem Kali mit schwefelsaurem Eisenoxyd und viel Schwefelsäure; Etève (Brevet d'invention 18. Jan. 1870, Propag. Industr. 1870, p. 175) durch verdünnte Schwefelsäure, in der eine kleine Menge eines abgedampften Gemisches von Eisenvitriol mit Salpetersäure und concentrirter Essigsäure gelöst wird.

Fig. 9.



34. Zu Thl. I, §. 292. In dem Rheostat von F. Kohlrausch liegen die Drathwindungen des Multiplicators senkrecht gegen den magnetischen Meridian (nicht parallel zu demselben, wie irrthümlich im Text angegeben ist). Der Strom geht durch den Multiplicator in der Richtung hindurch, dass er die Nadel mit ihrem Nordpol nach Süden zu stellen strebt. Durch genäherte Magnete wird der Erdmagnetismus so compensirt, dass die Nadel unter Einfluss des Stromes von der gegebenen Intensität in jeder Lage im Gleichgewicht ist (vorausgesetzt, dass das Drehungsmoment der Windungen dem Sinus des Ablenkungswinkels der Nadel proportional ist). Wird der Strom stärker oder schwächer, so dreht sich die Nadel so, dass in den Schliessungskreis ein Widerstand ein- oder ausgeschaltet wird, bis die Nadel eine Lage annimmt, für die die erste Stromstärke erreicht ist. Nur in diesem Falle ist ihr Gleichgewicht stabil. Die §. 29, Thl. I, gemachten Einwände sind hiermit beseitigt.

35. Zu Thl. I, §. 293. Ein Regulator für elektrische Ströme, beruhend auf der Annäherung und Entfernung zweier Elektroden in einer Flüssigkeit vermittelst einer Wage, deren einer Arm einen Eisenstab trägt, der in einer in die Stromschliessung eingefügten Spirale hängt, ist von Mascart [1]) angegeben worden.

---

[1]) Mascart, Carl Rep. Bd. IX, S. 331*; auch Journ. de Phys. Aout. 1873.

36. Zu Thl. I, §. 316. Die Resultate von Favre [1]), durch welche er die eigene Leitung der Flüssigkeiten ohne Elektrolyse nachweisen wollte, beruhen auf secundären Umständen. Wenn sich in einem Voltameter mit sehr nahe stehenden Platinplatten ohne poröse Scheidewand im Schliessungskreis einer Säule von zwei Smee'schen Elementen oder eines Daniell'schen kein Gas abschied, wohl aber in den Elementen sich die Elektrolyse zeigte, so kann dies von der Wiedervereinigung der im Voltameter entwickelten Gase herrühren. Setzte sich hierbei bei Füllung des Voltameters mit Kupfervitriollösung an der negativen Elektrode desselben kein Kupfer ab, so konnte dies ebenfalls durch die Wiederauflösung des elektrolytisch abgeschiedenen Kupfers in der an der anderen, sehr nahen Elektrode gebildeten und zur ersten Elektrode diffundirten Schwefelsäure und dem Wasserstoffsuperoxyd bedingt sein u. s. f.

37. Zu Thl. I, §. 327. Lithium lässt sich leicht aus Chlorlithium, welches über der Weingeistflamme in einem dickwandigen Porcellantiegel geschmolzen ist, zwischen einem stecknadeldicken Eisendrath als negativer und einer spitzen Gaskohle als positiver Elektrode elektrolytisch abscheiden. Der am Drathe sich absetzende Regulus wird mit einem vertieften Spatel herausgehoben, so dass er mit geschmolzenem Chlorlithium überzogen bleibt. Der Spatel wird in Steinöl abgekühlt, und das Metall mit einem Messer abgelöst [2]).

Nach Hiller [3]) würde man den Eisendrath zweckmässig durch den Stiel einer Thonpfeife bis in den Kopf derselben eintreten lassen und letzteren mit seiner Oeffnung in das geschmolzene Gemisch von Chlorlithium mit etwas Salmiak einsenken. Der Stiel der Pfeife wird durch einen Kautschukschlauch, durch dessen Wand der Eisendrath geführt wird, mit einer Glasröhre verbunden, durch welche Wasserstoff in die Pfeife geleitet wird. Die Leitung wird darauf durch einen Quetschhahn geschlossen. Das bei der Elektrolyse gebildete Metall steigt in den mit Wasserstoff erfüllten Raum des Pfeifenkopfs und kann nach längerer Zeit (einer Stunde) nach dem Erkalten und Zerschlagen des Pfeifenkopfs herausgenommen werden.

Aehnlich lassen sich Calcium, Strontium und Baryum reduciren.

38. Zu Thl. I, §. 333 Anm. Ueber die Anwendung der Elektrolyse zur quantitativen Bestimmung von Kupfer, Nickel und Kobalt Seitens

---

[1]) Favre, Compt. rend. T. LXXIII, p. 1463. 1874*. — [2]) Bunsen, (mit Matthiessen), Ann. der Chem. u. Pharm. Bd. XCIV, S. 107. 1855*; Chem. Centralblatt. 1855. S. 362*. — [3]) Hiller, Lehrbuch der Chemie, S. 423; Otto's Chemie, 4. Auflage, Bd. II, Abtheilung 2, S. 383, 494; Matthiessen, Journ. f. pract. Chemie, Bd. LXVII, S. 494.

der Mansfeldischen Oberberg- und Hüttendirection s. Polyt. Centralblatt 1872, S. 273, 1003.

39. Zu Thl. I, §. 338. Calciumamalgam ist auch von Hare[1]) durch Elektrolyse von Chlorcalcium dargestellt worden.

40. Zu Thl. I, §. 339. Aus einer ammoniakalischen Lösung von Zink mit einer negativen Elektrode von Kupferdrath, einer positiven von Zinkblech erhält man eine baumförmige Krystallisation von reinem Zink[2]).

41. Zu Thl. I, §. 369. Die schon im Jahre 1845 von Draper (Thl. I, §. 369) beobachteten Veränderungen des Standes des Quecksilbers in einer Capillarröhre, welche oberhalb mit verdünnter Säure erfüllt ist, und durch die ein Strom geleitet wird, sind von Lippmann[3]) weiter untersucht worden. Nach Lippmann ist die Capillaritätsconstante an der Berührungsfläche von Quecksilber und verdünnter Schwefelsäure eine stetige Function der elektromotorischen Kraft, welche Aenderungen (nach Lippmann eine Polarisation) derselben hervorruft.

Eine genau calibrirte Glasröhre $G\,G_1$ (Fig. 10, a. f. S.) ist unterhalb mittelst eines Kautschukschlauches mit der in dem Quecksilbergefäss $A$ mündenden Glasröhre $KK$ verbunden; oberhalb mündet sie in dem Gefäss $B$, welches, ebenso wie der obere Theil der Glasröhre $G\,G_1$, mit verdünnter Schwefelsäure ($^1/_{10}$) gefüllt ist. Unterhalb ist Quecksilber in das Gefäss $B$ gegossen, welches die Leitung vermittelt. Durch die in das Quecksilber in $A$ und $B$ oder unten in das Rohr eingeführten Elektroden $\alpha$ und $\beta$ wurde ein Strom in der Richtung von $G$ nach $G'$ durch das Quecksilber geleitet, so dass sich dasselbe an der Contactstelle $M$ mit Wasserstoff polarisirte. Dieser Strom wurde durch die Dräthe $\alpha$ und $\beta$ aus der Schliessung eines Daniell'schen Elementes abgezweigt und durch eine Tangentenbussole gemessen. War die Intensität desselben durch die Veränderung der Quecksilberoberfläche auf Null reducirt, so entsprach die Potentialdifferenz an den Ableitungsstellen der Daniell'schen Kette der elektromotorischen Kraft der Polarisation des Quecksilbers durch Wasserstoff. Die Polarisation der grossen Quecksilberfläche in $B$ durch Sauerstoff ist zu vernachlässigen. Die Aenderungen des Standes des Quecksilbers wurden hierbei durch ein Kathetometer gemessen.

So betrug in einer Röhre von 0,32$^{mm}$ Radius die Capillardepression 14$^{mm}$; dieselbe betrug, als der Strom des ganzen Daniell'schen Elementes hindurch geleitet wurde, 18,9$^{mm}$; eine Polarisation $P$ gleich der elektromotorischen Kraft $D$ des Daniell'schen Elementes vermehrt also

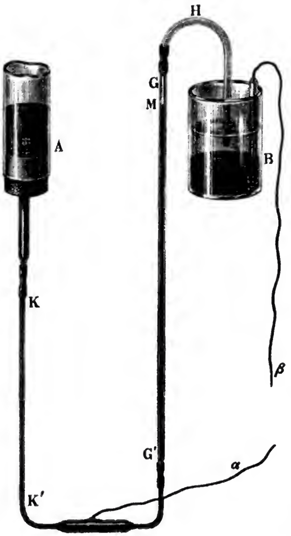
---

1) Hare, Journ. f. pract. Chem. Bd. XIX, S. 249. 1840*. — 2) Meyers, Compt. rend. T. LXXIV, p. 198. 1872*; Chem. Centralbl. 1872*. S. 132. — 3) Lippmann, Pogg. Ann. Bd. CXLIX, S. 547. 1873*; Compt. rend. T. LXXVI, p. 1407. 1873*.

die Depression um $4,9^{mm}$ = 35 Proc. des ursprünglichen Werthes. Die Capillaritätsconstanten sind in beiden Fällen 30,4 ($P = 0$) und 40,4 ($P = 1\,D$).

Lässt man eine in eine sehr feine Spitze (von $^{1}/_{100}{}^{mm}$ Radius) ausgezogene Glasröhre in verdünnte Schwefelsäure tauchen und erfüllt die Röhre bis nahe an die Spitze mit Quecksilber, so kann man durch einen Druckapparat (einen durch eine Schraubenvorrichtung zusammengepressten Kautschukball) erreichen, dass das Quecksilber bis dicht an die Oeffnung der Spitze herantritt. Der Druck (etwa $750^{mm}$) kann durch ein Manometer gemessen werden. Wird dann ein Strom in der Richtung von der Säure zum Quecksilber durch den Apparat geleitet, während in ersterer eine grosse Quecksilberoberfläche als Elektrode dient, so zieht sich das Quecksilber in die Spitze zurück, und man kann durch Vermehrung des Druckes dasselbe wieder in seine frühere Stellung zurückführen. Die Stellung wird bei 220facher Vergrösserung vermittelst eines Mikroskops mit Fadenkreuz beobachtet. Diese Druckvermehrung misst dann die elektromotorische Kraft des Stromerregers. Da bei Einschaltung eines Daniell'schen Elementes dieselbe $260^{mm}$ Quecksilberhöhe beträgt, so kann man sehr kleine elektromotorische Kräfte mit dem Apparat messen. Schon ein schwach geladenes Probescheibchen der Coulomb'schen Wage, welches man der mit der Quecksilberspitze verbundenen Elektrode nähert, vermag eine Aenderung des Standes des Quecksilbers hervorzurufen. — Befestigt man an den beiden Armen eines Hebels zwei verticale Systeme von etwa 300 Capillarröhren von je $2^{mm}$ Durchmesser, welche in Gläser tauchen, die unten mit Quecksilber, oben mit verdünnter Schwefelsäure gefüllt sind und in einem mit derselben Säure gefüllten Kasten stehen und verbindet man die Quecksilbermassen mit den Polen eines Daniell'schen Elementes, so dient die eine Quecksilberoberfläche als positive, die andere als negative Elektrode. Erstere steigt, letztere sinkt in dem in sie eingesenkten System von Capillarröhren und so senkt sich das erstere System und steigt das andere. Bei geeigneter Commutation der Stro-

Fig. 10.



mesrichtung kann man dieses Verhalten zeitweilig umkehren, auf diese Weise eine oscillirende Bewegung der beiden Glasröhrensysteme erzielen und somit auch eine Bewegungsmaschine herstellen.

Wurde eine solche Maschine mechanisch bewegt, so ergab sich bei Einfügung eines Galvanometers an Stelle der Säule ein Strom. Hierbei wuchs in dem einen Rohr die Grösse der Contactstelle, im anderen nahm sie ab, und so kamen freilich immer neue Stellen des Quecksilbers mit der Säure in Contact, wodurch auch schon eine Stromerregung bedingt sein konnte. Der Strom ging dabei stets durch die verdünnte Schwefelsäure von der sich vergrössernden Contactstelle zu der sich verkleinernden; seine elektromotorische Kraft war der Vergrösserung der Oberfläche proportional und von ihrer Form unabhängig.

42. Zu Thl. I, §. 373. Monocyanessigsaures Kali giebt bei der Elektrolyse Aethylencyanid, Kohlensäure, Wasser und Wasserstoff [1]).

43. Zu Thl. I, §. 374. Die Angabe von Bourgoin [2]), dass Oxalsäure bei der Elektrolyse in $C_2O_4$ und $O_2 + (H_2O)_3$ zerfällt, beruht auf derselben Nichtbeachtung der Erscheinung der Wanderung der Ionen, wie die §. 372 Anm. erwähnten Angaben desselben.

44. Zu Thl. I, §. 375. Salpetersaures Cinchonin mit verdünnter Salpetersäure in dem von Kolbe angegebenen Apparat elektrolysirt bräunt sich bald, giebt an der positiven Elektrode Sauerstoff, dann Kohlensäure und etwas Untersalpetersäure oder Stickoxyd; an der negativen Elektrode Wasserstoff, Stickstoff und etwas Ammoniak. — In der Flüssigkeit an der negativen Elektrode hatte sich ein in Wasser schwer lösliches Harz abgeschieden, es wurde in derselben Chinolin und Ameisensäure nachgewiesen.

Salzsaures Cinchonin giebt Chlor, Sauerstoff und Wasserstoff, und in der Flüssigkeit bildet sich secundär Mono- und Dichlorcinchonin [3]).

Bei der Elektrolyse von Glycose bildet sich Wasserstoff, Sauerstoff, Kohlensäure, Kohlenoxyd, und in der Lösung Aldehyd, Essigsäure und ein wenig Ameisensäure, aus welchen Producten Brown [4]) auf die intermediäre Bildung von Alkohol schliesst.

---

[1]) Moore, Silliman Amer. Journ. [3] Vol. III. 1872*. — [2]) Bourgoin, Bullet. de la Soc. de Chimie [2] Vol. XVII, p. 244. 1872. — [3]) v. Babo, Journ. für prakt. Chem. Bd. LXXII, S. 73. 1857*. — [4]) Brown, Ber. Chem. Gesellsch. Bd. V, 1872. S. 484*.

45. Zu Thl. I, §. 413. Ein Element aus Gold- oder Kupferblech, um welches ein Cadmiumdrath gewunden ist, reducirt aus neutraler Lösung von schwefelsaurem Cadmiumoxyd Cadmium, welches sich auf dem Gold niederschlägt; eben solche Elemente von Gold-Zink und Gold-Zinn reduciren concentrirte, heisse Lösungen von schwefelsaurem Zink oder Chlorzink und von Zinnchlorür. Bei Ersatz der letzteren Metalle durch Eisen, Nickel, Antimon, Blei, Kupfer, Silber findet keine solche Reduction der entsprechenden Salze statt. — Ebenso reducirt ein Element Kupfer-Cadmium aus schwefelsaurem Cadmiumoxyd Cadmium, welches das Kupfer dicht überzieht [1]). Zinkfolie, auf welche Kupfer aus ziemlich verdünnter Kupfervitriollösung schwammig niedergeschlagen ist, ebenso Zinkfolie, durch Einsenken in Platinchlorid mit Platin bedeckt, entwickelt aus reinem, ausgekochtem Wasser Wasserstoff, namentlich bei höheren Temperaturen. Aehnlich verhalten sich Eisen und Blei. Auch Chloroform und Aethyljodid werden durch die Combination von Zink mit Kupfer zersetzt [2]).

46. Zu Thl. I, §. 414. Aehnliche Versuche unter Anderen auch von Gourdon, Compt. rend. T. LXXVI, p. 1250. 1873*.

47. Zu Thl. I, §. 416. In Betreff der „electrocapillaren" Erscheinungen vgl. ferner Becquerel, Compt. rend. T. LXXV, p. 1729. 1872; T. LXXVI, p. 245, 845, 1037. 1873*.

47 a. In der schon Thl. I, §. 437 Anm. citirten Abhandlung zeigt Quincke [3]) neben theoretischen Betrachtungen über die Elektrolyse wiederholt, dass ein durch einen Platindrath geleiteter Strom seine Intensität nicht merklich vermehrt, wenn der Drath mit verdünnter Schwefelsäure umgeben wird, wohl aber ein durch einen Kupferdrath geleiteter Strom bei Umgebung desselben mit Kupfervitriollösung. Der Platindrath erscheint beim Einsenken in verdünnte Schwefelsäure einem frischen Drath gegenüber an beiden Enden entgegengesetzt polarisirt; der Kupferdrath ist an der Eintrittsstelle des positiven Stromes angefressen, an der Austrittsstelle mit Kupfer bedeckt. Es ist hierdurch die schon Thl. I, §. 112 erwähnte Stromverzweigung zwischen Drath und Flüssigkeit nochmals erwiesen.

Weitere Versuche über die Vertheilung der freien Spannung im Schliessungskreise, theils an verschiedenen Stellen einer in denselben eingeführten Wassersäule, theils an den Enden von eingeschalteten Neu-

---

1) Raoult, Compt. rend. T. LXXV, p. 1103. 1872*; Compt. rend. T. LXXVI, p. 156. 1873*; Dingl. Journ. Bd. CCVII, S. 401*. — 2) Gladstone and Tribe, Phil. Mag. [4] Vol. XLIV, p. 73. 1872*. — 3) Quincke, Pogg. Ann., Bd. CXLIV, S. 1 u. 161. 1871*.

silberdrathspiralen mittelst des Condensators und Dellmann'schen Elektrometers oder des Quadratelektrometers bestätigten die bekannten Gesetze. Dabei erwies sich die entgegengesetzte Ladung der beiden Pole der Säule meist verschieden stark (etwa in Folge der Erdelektricität (?) vgl. Dellmann, Thl. I, §. 43).

Sind die Jonen eines Molecüls eines Elektrolytes mit den Electricitäten $\varepsilon$ und $\varepsilon'$ geladen, sind $B$ und $B'$ Constante, ist die Potentialdifferenz der freien Elektricitäten auf der Einheit der Länge des Elektrolyten $\frac{\partial V}{\partial x}$, ist die Stromintensität $i$, der Querschnitt und die Leitungsfähigkeit des Leiters $q$ und $k$, so ist die Kraft, welche die Trennung der Jonen bewirkt

$$K = -\frac{\partial V}{\partial x}\left(B\varepsilon - B'\varepsilon'\right) = \frac{i}{q} \cdot \frac{B\varepsilon - B'\varepsilon'}{k}.$$

Sie ist also der Stromesdichtigkeit proportional. Ist die Kraft $K$ grösser als die chemische Anziehungskraft der Jonen, so werden sie elektrolytisch von einander geschieden. Es ist indess bisher noch keine Grenze der Stromesdichtigkeit beobachtet worden, unter welcher keine Elektrolyse eines Elektrolytes stattfindet. (Vgl. die deshalb aufgestellte Theorie von Clausius, Thl. I, §. 430). Die Versuche von Magnus (Thl. I, §. 382), nach denen in einem Gemenge von Elektrolyten bis zu einer bestimmten Stromesdichtigkeit nur der eine, darüber hinaus auch der andere Elektrolyt zersetzt wird, sind auf secundäre Umstände zurückgeführt. (Thl. I, §. 383 — 385.) Auch als Quincke einen mit concentrirter Kupfervitriollösung gefüllten Trog mit zwei Kupferelektroden durch ein zwischen letztere gestelltes Glimmerblatt theilte, in welches in der Mitte ein 0,2$^{\mathrm{mm}}$ weites Loch gebohrt war, und einen Strom hindurchleitete, zeigte sich zwar an dem Loch eine Gasentwickelung, aber nur von Luft; auch konnte daselbt mittelst des Schlierenapparates von Töpler keine Aenderung der Flüssigkeit beobachtet werden, so dass selbst bei sehr geänderter Stromesdichtigkeit überall die Elektrolyse nur das Kupfersalz trifft.

In den meisten Fällen wandern die Jonen nach beiden Elektroden, so dass hiernach ihre electrischen Ladungen $\varepsilon$ und $\varepsilon'$ entgegengesetzt sind; nur in einzelnen Fällen, z. B. bei alkoholischer Jodcadmiumlösung findet nach Hittorf (Thl. I, §. 378) eine Fortschiebung derselben in dem gleichen Sinne statt, woraus Quincke die Möglichkeit der Annahme folgert, dass $\varepsilon$ und $\varepsilon'$ gleichnamig negativ, und die Molecüle des Alkohols positiv sein können, so dass erstere beide zur positiven, letztere zur negativen Elektrode wandern. (Andere Theorieen von Hittorf, Thl. I, §. 431 und von mir, Thl. I, §. 432.)

Bei der Elektrolyse von alkoholischer Jodcadmiumlösung zwischen Cadmiumelektroden zeigt sich indess keine freie Elektricität an den Elektroden, sondern dieselbe Vertheilung der freien Spannung in dem Schliessungskreise, wie bei einer rein metallischen Leitung; auch ist die

Intensität des Stromes in der Lösung dieselbe, wie in der übrigen Schliessung.

48. Zu Thl. I, §. 442. H. Munk[1]) hat ausführliche Versuche über den secundären Widerstand angestellt. $\Gamma$-förmige Bäusche von Filtrirpapier von 55$^{mm}$ Breite und 15 bis 20$^{mm}$ Dicke, die mit concentrirter Zinkvitriollösung getränkt sind, tauchen in Zuleitungsgefässe voll derselben Lösung, welche zugleich amalgamirte Zinkplatten enthalten. Zwischen die scharf abgeschnittenen, verticalen Flächen der Bäusche sind, durch Glasplatten gestützt, Hülfsbäusche *H* von gleichem Querschnitt und 20 bis 25$^{mm}$ Dicke von schwedischem Filtrirpapier gelegt, die mit destillirtem Wasser, concentrirter Zinkvitriollösung, concentrirter Kochsalzlösung oder verdünnter Schwefelsäure ($^1/_{19}$ Vol.) getränkt sind. Zwischen die Hülfsbäusche werden die zu untersuchenden Körper *K* gelegt und ein Strom hindurchgeleitet. Nachher wird durch eine Wippe der Apparat mit den Bäuschen ausgeschaltet und dafür eine solche Rheostatenlänge eingeschaltet, dass die in dem Schliessungskreis eingefügte Spiegelbussole denselben Ausschlag giebt. Eine zweite Wippe gestattet, die Stromesrichtung in dem Apparat umzukehren. Die Intensitäten der angewandten Ströme (meist durch 6 bis 10 Grove'sche Elemente) genügen nicht, um durch starke Erwärmung und Verdunstung Störungen zu verursachen.

Die Versuche ergaben folgendes:

1) Flüssigkeit in *K* besserleitend als die Flüssigkeit in den Bäuschen *H*;

*K* gebrannter Thon. Befindet sich in *K* und *H* concentrirte Zinkvitriollösung; so zeigt sich nur in Folge der Erwärmung eine Abnahme des Widerstandes.

In *K* verdünnte Schwefelsäure, in *H* Zinkvitriollösung. Die Stromintensität nimmt erst schnell, dann langsam ab; bei Umkehrung der Stromesrichtung nimmt sie erst schnell, dann langsam zu, um dann mit verzögerter Geschwindigkeit wieder abzunehmen.

Die Erklärung ist folgende. Da die schlechter leitende Zinklösung durch den Strom schneller im porösen Diaphragma wandert, als die gut leitende Schwefelsäure, so verdrängt sie allmählich die letztere und der Widerstand nimmt zu; mit abnehmender Geschwindigkeit, weil der Strom durch den wachsenden Widerstand abnimmt. Bei der Umkehrung des Stromes tritt erst die schlechtest leitende, aus Zinkvitriol und Schwefelsäure gemischte Flüssigkeit am Ende von *K*, dann immer besser leitende, mehr Schwefelsäure enthaltende Flüssigkeit aus *K* aus; wofür auf der

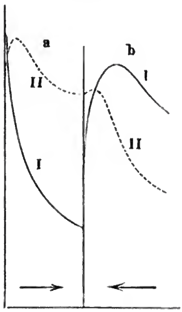
---

[1]) H. Munk, Die kataphorischen Veränderungen der feuchten porösen Körper. du Bois und Reichert's Archiv 1873, Heft 3 und 4*; vgl. auch ebendaselbst 1866, S. 369. Wir beschränken uns auf Angabe der wesentlichsten Punkte der ausführlichen Arbeit.

anderen Seite erst die besser leitende, starke Schwefelsäure, dann schlechter leitende, mehr Zinkvitriol haltende Lösung eintritt; wodurch die Widerstandsänderungen sich erklären.

Thondreiecke, bei denen der Strom einmal an der Spitze, dann an der Basis eintritt, zeigen dies Verhalten sehr deutlich, und zwar je nach der Stromesrichtung in verschiedenem Grade. Fig. 11 I u. II stellt die Aenderungen der Stromintensität in beiden Fällen dar, erst bei directer (*a*), dann bei umgekehrter Stromesrichtung.

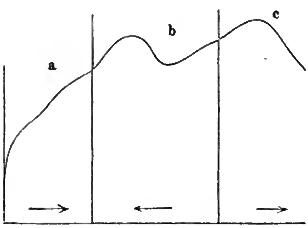
Fig. 11.




Aehnlich verhalten sich bei analoger Anordnung die übrigen Flüssigkeiten. Bei Anwendung von Wasser in den Hülfsbäuschen bedeckt sich zur Seite der positiven Elektrode das Thonprisma ausserhalb mit Feuchtigkeit, indem das Wasser so viel schneller eindringt, als die besser leitende Flüssigkeit darin sich bewegt, dass es zur Seite hinausdringt.

Besteht der Körper *K* bei diesen Versuchen aus plastischem Thon (Cylinder von 20 bis 40$^{mm}$ Länge und 5 bis 60$\square^{mm}$ Querschnitt), so sind die Verhältnisse analog; nur tritt in Folge des schnellen Eindringens der schlechter leitenden Flüssigkeit, namentlich wenn Wasser in den Hülfsbäuschen ist, eine Anschwellung an der Eintrittsstelle des positiven Stromes ein, die sich nach der Umkehrung der Stromesrichtung wieder ausgleicht.

Fig. 12.




2) Schlechter leitende Flüssigkeit in *K*, besser leitende in den Hülfsbäuschen *H*, *K* gebrannter Thon.

Ist in *K* concentrirte Zinkvitriollösung, in *H* verdünnte Schwefelsäure, so zeigen die Curven (Fig. 12) *a*, *b*, *c* den Gang der Stromintensität bei wiederholtem Wechsel der Stromesrichtung. Zuerst tritt schlechtleitende Flüssigkeit aus dem Thon aus und gutleitende ein, daher zeigt sich eine Zunahme der Intensität. Da in dem Thon die schlechtleitende Flüssigkeit schneller wandert, als die folgende gutleitende, so entfernt sich an der Contactstelle die Flüssigkeit von der Oberfläche; daher zu einer gewissen Zeit eine langsamere, durch die Einbiegung der

Curve *a* angegebene Zunahme der Intensität eintritt. Bei Umkehrung der Stromesrichtung tritt zuerst schlechtest leitende, dann besser leitende Flüssigkeit aus, der später wieder schlechter leitende folgt. Man kann dies direct zeigen, wenn man den einen Hülfsbäusch mit der Flüssigkeit im Thonprisma tränkt und so das Phänomen an beiden Seiten einzeln beobachtet. — Aehnlich verhalten sich die übrigen Flüssigkeiten. Bei Anwendung von Wasser in *K* nimmt bei jedem Stromeswechsel die Stromintensität regelmässig zu. Wird aber das Thonprisma durch einen Siegellacküberzug undurchdringlich gemacht, so zeigt sich dasselbe Verhalten, wie oben angegeben. Es wird also im ersten Fall nach der Stromesumkehrung das Wasser seitlich durch seinen Andrang gegen die vorliegende, besser leitende Flüssigkeit hinausgepresst[1]); die hinterliegende Flüssigkeit wird nachgesogen und so tritt eine Zunahme der Stromintensität ein. Im letzteren Fall ist dies nicht möglich. Der Grund der oben angeführten, durch die Curven dargestellten Erscheinung ist nach Munk folgender: Tritt die Schwefelsäure in ein wasserhaltiges Thonprisma, so nimmt der Gehalt an Schwefelsäure darin von der Eintrittsstelle aus in abnehmender Grösse zu. Die Schwefelsäure sammelt sich aber durch die Flächenanziehung wesentlich an der Thonwand; in der Mitte der Poren ist sie verdünnter. Bei der Umkehrung der Stromesrichtung wird dann die mittlere Schicht zuerst hinausgeführt, die eben verdünnter ist, als die eintretende. Die nachrückende verdünntere Flüssigkeit löst wieder die an den Wänden concentrirte, und zwar bis zu einer bestimmten Grenze, wo dann die Concentration wieder abnimmt. Dem entsprechend ändert sich der Widerstand.

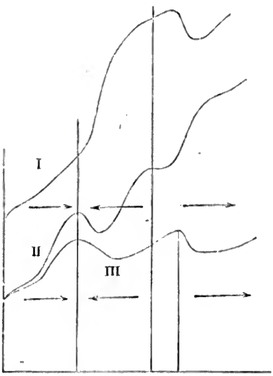
Bei Anwendung von plastischem, mit Zinkvitriol getränktem Thon zwischen Wasserbäuschen färbt sich die Eintrittsstelle etwas dunkler und gegen die Mitte hin bildet sich neben derselben ein etwas hellerer Ring, der allmählich breiter wird. An der Stelle desselben ist der Cylinder brüchig und weniger wasserhaltig. Auch verjüngt sich daselbst der Cylinder und verkürzt sich im Ganzen ein wenig. Am Austrittsende wird der Thoncylinder feucht, und zuweilen zeigt sich eine kleine Anschwellung. — Bei der Umkehrung des Stromes erlangt der Cylinder bald seine frühere Gestalt; dann schwillt die vorher verjüngte, hellere Stelle zu einem Wulste an, der einen 4 bis $5^{mm}$ grösseren Durchmesser, als der Cylinder haben kann. Der Wulst verlängert sich gegen die jetzige Austrittsstelle des Stromes und wird dabei immer feuchter. An der neuen Eintrittsstelle des Stromes verschwindet die Feuchtigkeit; es entsteht eine dunkle Endstelle, welche gegen die Cylindermitte von einem schmalen, lockeren Ring begrenzt ist, der aber schmal bleibt. Dem entsprechend gehen

---

[1]) Legt man ein mit Wasser getränktes Thonprisma zwischen zwei mit Papierbäuschen voll Zinkvitriollösung bedeckte Zinkplatten, die man mit den Polen der Säule verbindet, und kehrt nach 10 bis 15 Minuten die Stromesrichtung um, so tritt Wasser an der Austrittsstelle des Stromes an die Oberfläche. Man kann diesen Versuch wiederholt bei wechselnder Stromesrichtung anstellen.

auch die Widerstandsveränderungen des plastischen Thons vor sich, die für die Erfüllung des Thons mit Wasser, der Zuleitungsbäusche mit Zinkvitriol (*I*) oder Kochsalz und Schwefelsäure (*II*) oder des Thons mit Zinkvitriol, der Bäusche mit Schwefelsäure (*III*) in Fig. 13 dargestellt sind. Bei anderen Flüssigkeiten im gebrannten Thon, wie Glaubersalzlösung, Salmiak, salpetersaurem Ammoniak, verdünnter Zinkvitriollösung ($^1/_2$), Kochsalz ($^1/_3$), Schwefelsäure ($^1/_{40}$) ergeben sich mutatis mutandis analoge Resultate. Ebenso bei Anwendung von Kreide, erhärtetem Gyps, Quarzsand, Schwefelblumen u. s. f. Mit Ausnahme der Lösung des salpetersauren Ammoniaks zeigten sich die Erscheinungen um so deutlicher, je verschiedener die Leitungsfähigkeiten der einander berührenden Flüssigkeiten waren. Ebenso hatte die Weichheit des mit den Flüssigkeiten getränkten Körpers einen leicht zu übersehenden Einfluss.

Fig. 13.




Nur bei Anwendung einer Lösung von neutralem und saurem chromsaurem Kali war die Richtung der Fortführung die entgegengesetzte, also die des negativen Stromes.

49. Zu Thl. I, §. 462. Die Erscheinungen der Polarisation haben eine grosse Aehnlichkeit mit der Ladung eines Condensators mit sehr dünner isolirender Schicht und deshalb von sehr grosser Capacität durch die polarisirende Kette. Die abgelagerten Gasschichten würden den Isolator darstellen. Die Capacität dieses Condensators müsste so gross genommen werden, dass zu seiner Ladung längere Zeit erforderlich wäre. Auch würde die zur Polarisation erforderliche Dauer des polarisirenden Stromes und, wenn das Voltameter von der Kette losgelöst und für sich geschlossen wird, die Dauer des Depolarisationsstromes dadurch erklärt werden können, dass, wie bei der Bildung des Rückstandes der Leydener Flasche, in die schlechtleitende Zwischenschicht die Elektricitäten eindringen und erst langsam wieder aus derselben hervortreten [1]).

[1]) Vgl. Varley, Proceed. of the Roy. Soc., Vol. XIX., p. 243. 1871*, (der sogar die Capacität des den polarisirten Elektroden entsprechenden Condensators messen will); Maxwell, Treatise on Electricity and Magnetism, Vol. I, p. 322. 1873*; Helmholtz, Monatsber. der Berl. Akad., Pogg. Ann. Bd. CL, S. 486. 1873*.

Indess sind doch hier einige Unterschiede zu beobachten. Während z. B. bei der Leydener Flasche die Ladung der elektromotorischen Kraft proportional, die Capacität der Flasche für verschiedene elektromotorische Kräfte constant ist, nähert sich die Capacität des dem polarisirten Voltameter entsprechenden Condensators einem Maximum, wenn die polarisirende Kraft steigt.

50. Zu Thl. I, §. 482. Der Strom eines Daniell'schen Elementes wird bei Einschaltung eines mit Wasser gefüllten Voltameters mit Platinelektroden zwar sehr bald äusserst schwach, hört indess selbst in langer Zeit nicht vollständig auf, obgleich das der Verbrennung von 1 Grm. Wasserstoff entsprechende chemische Aequivalent der Verbindung von Wasserstoff und Sauerstoff 34462, das Aequivalent der chemischen Processe in der Daniell'schen Kette nur 23900 Wärmeeinheiten beträgt (vgl. Thl. II, §. 1118). Dabei ist eine sichtbare Gasentwickelung nicht wahrzunehmen; eine durch Auflösung und Diffusion der Gase in dem Wasser verdeckte ist ebenfalls ohne Verletzung des Princips von der Erhaltung der Energie unmöglich. Wenn die Flüssigkeit den Strom nicht theilweise metallisch, ohne Zersetzung, leitet, so muss diese Erscheinung anderen Ursachen zugeschrieben werden.

Nun vermag sowohl das Platin den Wasserstoff (vielleicht auch, wenn auch viel schwächer, den Sauerstoff) aufzulösen, zu occludiren, als auch das Wasser beide Gase aufzulösen, welche in Berührung mit den durch den Strom elektrolytisch entwickelten Gasen sich mit denselben verbinden und ihre polarisirende Wirkung aufheben. Hierbei würde z. B., wenn an einer mit Wasserstoff beladenen Platinplatte Sauerstoff entwickelt wird, ersterer verzehrt und eine äquivalente Menge an der negativen Elektrode abgeschieden. Diesen Process nennt Helmholtz elektrolytische Convection. Analog verhält sich der Sauerstoff. Die elektrolytisch abgeschiedenen Gase können wieder in die Flüssigkeit diffundiren, so zu den gegenüberstehenden Elektroden gelangen und dort von neuem depolarisirend wirken. Auf diese Weise kann der Strom des Daniell'schen Elementes andauern.

Helmholtz (l. c. a. v. S.) verband ein allerseits abgeschlossenes Voltameter mit zwei 180 und 300 □ Ctm. grossen, cylindrischen Blechen, von denen Platindräthe durch das Glas gingen, durch eine Röhre mit einer Quecksilberpumpe. Die Flüssigkeit des Voltameters reichte dabei bis an das Quecksilber derselben; so dass beim Auspumpen und bei wiederholter Entfernung der über der Flüssigkeit angesammelten Gase dieselbe ganz luftfrei erhalten wurde. Wurden hierbei die Platten des Voltameters (als positive Elektroden gegenüber einem als negative Elektrode dienenden Platindrath) mit Sauerstoff oder umgekehrt mit Wasserstoff gesättigt, so dauerte der durch die Platten geleitete Strom der Daniell'schen Kette lange, oft Wochen lang an, namentlich im letzteren Falle und bei Anwendung von verdünnter Schwefelsäure. Hierbei verhält sich das Volta-

meter lange wie ein unpolarisirbares Element. — Auch entwickelt dabei zuweilen schon ein Daniell'sches Element im Voltameter Wasserstoff. Die Bewegung der Flüssigkeit bewirkt dann, wenn schon durch Convection der in der Nähe der positiven Elektrode und in derselben angesammelte Wasserstoff entfernt ist, und der Strom schwächer geworden ist, eine Verstärkung desselben.

Pumpt man dagegen nach Beladung der Elektroden mit Wasserstoff die Luft über dem Voltameter aus und entfernt so die in dem Wasser desselben befindlichen Gase, so bleiben nur die in den Elektroden occludirten Gase zur Verminderung der Polarisation übrig, und eine Bewegung der Flüssigkeit steigert die gesunkene Intensität des Stromes nicht. Der Strom sinkt dann allmählich bis zur Unmerklichkeit herab. Wird hierbei durch schwache Entwickelung von Sauerstoff an den vorher mit Wasserstoff beladenen Platten letzterer partiell zerstört, so dauert der durch das Voltameter hindurchgeleitete Strom des Daniell'schen Elementes kürzere Zeit an; ebenso verläuft bei Verbindung der Elektroden durch einen Multiplicator der Depolarisationsstrom in kürzerer Zeit. Völlig verschwindet indess die Polarisation nur äusserst langsam. So kann in einer gasfreien Flüssigkeit der Depolarisationsstrom Monate lang andauern; indem die im Innern der Elektroden occludirten Gase allmählich an ihre Oberfläche treten, wie denn z. B. auch bei abwechselnder Richtung des polarisirenden Stromes das zuerst an einer Elektrode entwickelte Gas, z. B. Wasserstoff in dasselbe eindringen und von einer Schicht Sauerstoff bedeckt werden kann; welche Gase bei Verbindung der Elektrode nach einander an die Oberfläche treten und entgegengesetzte Depolarisationsströme hervorrufen können.

51. Zu Thl. I, §. 485. Poröse Nickelwürfel absorbiren als negative Elektrode in einem Voltameter mit saurem Wasser bis zu 165 Volumina Wasserstoff und entlassen sie wieder beim Einsenken in Wasser während 2 bis 3 Tagen. Nach 4- bis 5maliger Wiederholung des Versuchs hört die Wirksamkeit auf; das Nickel verliert seine Continuität und zerbröckelt.

Compactes Nickel zeigt dies Verhalten nicht; so auch nicht poröse Nickelwürfel, die als negative Elektrode in Lösung von schwefelsaurem Nickeloxyd gedient und sich darin mit einer compacten Nickelschicht überzogen haben. Letztere indess bewahren die Polarisation als negative Elektroden in Wasser doch viel längere Zeit nach Oeffnen des Stromes, als die anderen Metalle, mit Ausnahme des Platins. Es scheint also das Wasserstoffgas nicht, wie beim Palladium, in das Innere des Nickels einzudringen, wohl aber auf seiner Oberfläche festgehalten zu werden [1]).

---

[1]) Raoult, Compt. rend. T. LXIX, p. 826. 1869*.

52. Du Moncel[1]) hat die Polarisation des Quecksilbers als negative Elektrode gegenüber einer positiven Platinelektrode untersucht. Sie ist in Wasser stärker, als die des Platins und nimmt schnell ab; sie ist stark in Lösungen von Kochsalz und Kali, wo sich selbstverständlich Amalgame bilden, und nimmt daselbst langsam ab; sehr stark ist sie in Salmiaklösung, wo sie aber sehr schnell verschwindet; fast Null in Quecksilberchloridlösung, wie zu erwarten, wo sie aber durch Zusatz einer Spur von Zinkvitriol oder doppelt-kohlensaurem Natron hervortritt. Auch als positive Elektrode polarisirt sich das Quecksilber, namentlich in Lösung von schwefelsaurem Natron, Zinkvitriol und Salmiak; die Polarisation nimmt aber schnell ab.

53. Zu Thl. I, §. 492 u. flgde. Macaluso[2]) hat die elektromotorische Kraft des mit Chlor und Wasserstoff beladenen Platins näher untersucht.

Zunächst bestimmte er die Polarisation durch kleine Mengen Chlor, welche von aussen in die das Platin umgebende Lösung eingeführt waren.

Er füllte zwei Bechergläser, in die zwei Platinbleche tauchten, mit Chlorwasserstoffsäure. Zu der Säure des einen Gefässes fügte er dann nach und nach einige Tropfen derselben Säure, die aber mit Chlor gesättigt war, und bestimmte die elektromotorische Kraft des Platinbleches in der mit Chlor versetzten Lösung gegen das in der von Chlor freien Lösung, im wesentlichen nach der Bd. I, §. 170 angegebenen Methode. Es ergaben sich folgende Resultate:

1. Die elektromotorische Kraft des Platins in einer Lösung von Chlorwasserstoffsäure, in der sich eine sehr kleine Menge freien Chlors befindet, gegen reines Platin ist nicht constant, sondern wächst mit der Zeit bis zu einem Maximum.

2. Bei wachsenden Mengen von Chlor, welche der Chlorwasserstoffsäure zugesetzt werden, wächst die elektromotorische Kraft bis zu einem gewissen Punkte, etwa bis 0,62 Daniell, von dem an sie nahezu constant bleibt.

3. Befindet sich das Platinblech beim Hinzufügen der Chlorlösung von Anfang an in der Flüssigkeit, so wächst die elektromotorische Kraft gleich von vornherein schnell, nahezu proportional der zugefügten Chlormenge, und nähert sich dann allmählich einem Maximum.

4. Wird dagegen das Platinblech erst nach dem Zusatz der Chlorlösung in die Flüssigkeit eingetaucht, so wächst die elektromotorische Kraft bei dem ersten Tropfen der Chlorlösung zuerst langsamer, und erst

---

[1]) Du Moncel, Compt. rend. T. LXXVI, p. 958, 1136. 1873*. Die Versuche desselben über die Bewegungen des Quecksilbers als Elektrode (l. c. p. 880) enthalten nichts Neues. — [2]) Macaluso, Math. phys. Berichte der Königl. sächs. Gesellsch. der Wissensch. 1873, S. 306*; Kolbe's Journ. Bd. IX, S. 225, 1873*.

bei den folgenden nähert sich der Gang der Erscheinung dem unter 3 angegebenen.

Diese Verhältnisse lassen sich aus den Annahmen erklären, einmal, dass die elektromotorische Kraft nur von der Menge des auf der Oberfläche des Platins condensirten Chlors, nicht aber von der in der Lösung befindlichen Menge desselben abhängt; ferner dass das Platin und das Glas eine stärkere Anziehung auf das Chlor ausüben, als die Flüssigkeit, und dass endlich diese Anziehung bei dem Platin grösser als beim Glase ist. Letztere Anziehungen verhalten sich etwa wie 25 : 1.

Sodann untersuchte Macaluso die Polarisation des Platins durch Chlor, welches elektrolytisch aus Chlorwasserstoffsäure auf demselben entwickelt ist.

Wurde in das eine Gefäss das Chlor nicht von aussen hineingebracht, sondern durch einen besonderen Strom elektrolytisch an dem Platinblech abgeschieden, und die Polarisation nach der erwähnten Methode gemessen, so ergaben sich die im Folgenden zusammengestellten Resultate. Wir wollen dabei der Kürze halber das auf chemischem Wege (aus Mangansuperoxyd und Salzsäure) entwickelte Chlor, chemisches, und das durch den Strom abgeschiedene, elektrisches Chlor nennen.

1. Die Polarisation eines Platinbleches, das mit elektrischem Chlor beladen ist, ist grösser, als die eines Platinbleches, das mit gewöhnlichem Chlor bedeckt ist.

Diese Polarisation mit elektrischem Chlor ist Anfangs, wenn durch eine frische, aber schon mit chemischem Chlor gesättigte $HCl$-Lösung der Strom geleitet wird, eine Zeit lang constant und ist nur wenig grösser, als die des chemischen Chlors. Alsdann steigt sie schnell und nähert sich einem Maximum asymptotisch.

2. Taucht man eine reine Platinplatte in eine Lösung, in der einige Zeit vorher elektrisches Chlor entwickelt worden ist, so zeigt sie eine etwas grössere elektromotorische Kraft, als eine in eine Lösung von gewöhnlichem Chlor tauchende. Je länger die Flüssigkeit vom Strom durchflossen war, um so kürzer ist die Zeit, die bei erneutem Durchleiten verfliesst, bis die Polarisation zu steigen beginnt.

Die obigen Thatsachen können davon herrühren, dass das elektrische und chemische Chlor verschiedene Eigenschaften besitzen und das elektrische Chlor sich von dem gewöhnlichen auch noch dann unterscheidet, wenn es vom Platin, auf dem es elektrolytisch abgeschieden ist, getrennt eine Zeit lang in Lösung gewesen ist. Durch besondere Versuche wurde gezeigt, dass weder eine Veränderung der Elektroden, noch Verunreinigungen des Chlors durch die Leitungsröhren oder die Bildung von Platinchlorid, oder von Oxydationsstufen des Chlors, auch nicht die Veränderung der Concentration der Säure das verschiedene Verhalten bedingte. Demnach hält sich der Verfasser zu der Annahme berechtigt:

3. **Dass das durch den galvanischen Strom an einer Platinplatte entwickelte Chlor eine stärkere (negative) elektromotorische Kraft besitzt, als das auf gewöhnlichem Wege entwickelte Chlor.**

Es verhält sich in dieser Beziehung zu letzterem ähnlich, wie der active, ozonisirte Sauerstoff zu gewöhnlichem Sauerstoff.

4. **Die elektromotorische Kraft einer mit diesem activen Chlor beladenen Platinplatte gegen eine mit gewöhnlichem Chlor beladene Platinplatte ist im Maximum etwa gleich 0,46 von der elektromotorischen Kraft der Daniell'schen Kette,** während die elektromotorische Kraft einer mit gewöhnlichem Chlor beladenen Platinplatte gegen eine reine Platte in verdünnter Chlorwasserstoffsäure gleich 0,62 ist. Es verhalten sich also die elektromotorischen Kräfte zwischen einer reinen Platinplatte und einer mit gewöhnlichem Chlor beladenen und zwischen einer reinen und mit activem Chlor beladenen wie 1 : 1,7.

Versuche über den Einfluss der Concentration der angewandten Salzsäure, der Temperatur, der Zeit des Schliessens des polarisirenden Stromes ergaben:

5. **Die Polarisation mit elektrischem Chlor steigt in verdünnteren Lösungen schneller zu einem Maximum an, als in concentrirteren Lösungen von Chlorwasserstoffsäure, aber das Maximum der Polarisation durch elektrisches Chlor ist in verdünnteren Lösungen unabhängig von der Concentration.** Die Anwendung ganz concentrirter Salzsäure hindert das Auftreten des Maximums der Polarisation durch elektrisches Chlor.

6. **Bei Anwendung von concentrirter Chlorwasserstoffsäure nimmt die Polarisation durch elektrisches Chlor nach dem Oeffnen des dasselbe entwickelnden Stroms schneller ab, als in verdünnterer Chlorwasserstoffsäure. Die Gegenwart einer grösseren Menge Chlorwasserstoffsäure bewirkt also eine schnellere Umwandlung des activen Chlors in gewöhnliches.**

7. **Die Polarisation des mit gewöhnlichem Chlor beladenen Platins vermindert sich zwischen 17° und 100° um 0,062 der elektromotorischen Kraft der Daniell'schen Kette, dagegen die Polarisation des mit activem Chlor beladenen Platins zwischen 16° und 93° um den sehr viel bedeutenderen Werth von 0,449 der elektromotorischen Kraft der Daniell'schen Kette.**

8. Das active Chlor besitzt nur unmittelbar an der Platinplatte, an der es entwickelt wird, eine starke elektromotorische Kraft und kann nicht durch Diffusion zu einer zweiten Platinplatte wandern. Nach dem Oeffnen und wiederholtem Schliessen des Stromes steigt die Polarisation

durch actives Chlor zuerst sehr schnell fast bis zu ihrem Maximum an, welches sie dann allmählich vollständig erreicht.

Das erste langsame Ansteigen lässt sich vielleicht dadurch erklären, dass die Menge des activen Chlors nur einen sehr kleinen Bruchtheil des gesammten, durch den Strom entwickelten Chlors bildet, und dass sie um so kleiner ist, je grösser die Concentration der Lösung ist, und dass endlich diese Modification des Chlors die Eigenschaft besitzt, in die Poren des Platins einzudringen und sich dort zu condensiren. Wenn die Platinelektroden ganz rein sind und die Lösungen eine solche Concentration besitzen, dass die Menge des entwickelten activen Chlors sehr klein ist, wird dieses anfangs vollständig von den Elektroden absorbirt werden. Die elektromotorische Kraft der Polarisation kann erst dann zunehmen, wenn das Platin zum Theil gesättigt ist, denn da nach einer Oeffnung des polarisirenden Stromes während einer Minute das Chlor seine Activität verliert, so kann das Maximum der Polarisation des elektrischen Chlors nur durch das in der letzten Minute vor dem Oeffnen des Stromes entwickelte active Chlor bedingt sein.

Nun zeigt sich, dass, nachdem die Polarisation zu steigen begonnen hat, mehr als drei Stunden nöthig sind, um das Maximum zu erreichen. Es würde dies bedeuten, dass von dem durch den Strom entwickelten activen Chlor stets ein Theil von den Poren des Platins absorbirt wird, und dass dieser Theil um so kleiner wird, je mehr sich die Platte ihrem Sättigungsmaximum nähert; es bleibt demnach eine stets zunehmende Menge des in der letzten Minute vor der Messung entwickelten activen Chlors an der Oberfläche, um eine grössere Polarisation hervorzurufen; daher nähert sich diese auch immer mehr einem Maximum.

Hieraus folgt, dass, wenn die Bedingungen der Lösung derart sind, dass ein beträchtlicher Theil der ganzen Menge des elektrischen Chlors activ ist, dieser nicht vollständig von dem Platin absorbirt wird, sondern zum Theil an der Oberfläche bleibt, und dass dann vom ersten Augenblick der Schliessung des Hauptstromes die Polarisation wächst und schnell ein Maximum erreicht.

In gleicher Weise hat Macaluso die Polarisation des Platins durch von aussen zugeführten und elektrolytisch darauf entwickelten Wasserstoff studirt. Seine Versuche ergaben:

Die elektromotorische Kraft der Polarisation einer Platinplatte, die in eine Lösung von Salzsäure taucht und mit Wasserstoff beladen ist, gegen eine von Gas freie Platinplatte, die in eine identische Lösung taucht, schwankt zwischen 0,63 *D* und 0,70 *D*, je nach der verschiedenen Concentration der Lösung, und zwar ist sie um so kleiner, je grösser die Concentration ist.

Die elektromotorische Kraft der Polarisation einer mit elektrolytisch entwickeltem Wasserstoff beladenen Platinplatte, welche in Salzsäurelösung taucht, gegen eine von Gas freie Platte ist verschieden von der

einer mit gewöhnlichem Wasserstoff gesättigten Platte. Erstere beträgt 0,94, letztere 0,68 der elektromotorischen Kraft der Daniell'schen Kette. Sie nimmt mit der Zeit der Polarisation zu und erreicht ein Maximum, welches bei geringen Concentrationen unabhängig von der Concentration der Lösung ist. Die grössere Concentration der Lösung widersetzt sich der Bildung des Wasserstoffs, der diese grössere elektromotorische Kraft der Polarisation oder diese grössere Activität zeigt.

Die Temperatur hat keinen Einfluss, wenn der polarisirende Strom stark ist, dagegen vermindert sich bei Anwendung von schwachen Strömen die Activität, wenn die Temperatur steigt.

Damit die elektromotorische Kraft der Polarisation einer Platinplatte ihr Maximum erreiche, ist es nöthig, dass die Poren des Platins mit Wasserstoff gesättigt sind, und diese Sättigung kann dadurch hervorgebracht werden, dass Wasserstoff entweder direct auf der betreffenden Platte oder in der Lösung selbst entwickelt wird, in welche die Platte taucht. Der active Wasserstoff, welcher die obigen Eigenschaften zeigt, geht in den Zustand des gewöhnlichen Wasserstoffs in sehr kurzer Zeit, etwa einer Minute wieder über, und zwar um so schneller, je concentrirter die Lösung ist.

Bei der Anwendung von Kohlenelektroden an Stelle der Platinelektroden ergaben sich ganz analoge Resultate, nur dass die Polarisation gleich nach dem Schliessen der polarisirenden Kohle zu einem Maximum ansteigt.

54. Zu Thl. I, §. 495. Nach Kohlrausch [1]) (vgl. Bd. II, §. 905) ruft ein Strom von der (in elektromagnetischem Maass gemessener) Intensität Eins, der 0,000000124 Secunden lang zwischen zwei 1 Quadratmillimeter grossen Platinelektroden circulirt, eine elektromotorische Kraft der Polarisation $p$ hervor, die gleich Eins ist, wenn obige Einheit der Intensität und die Siemens'sche Widerstandseinheit als Grundmaasse gewählt werden; nach denen die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette $D = 11{,}7$ ist. Die hierbei auf je 1 Quadratmillimeter der Oberflächen der Elektroden abgeschiedenen Gasmengen sind 0,0000000013 Mllgr. Wasserstoff und 0,0000000103 Mllgr. Sauerstoff. Bis zum 8fachen der hier angewandten Stromstärke bleibt die elektromotorische Kraft der Polarisation nahe proportional der Stromintensität; also bis sie etwa gleich 0,6 $D$ ist.

55. Zu Thl. I, §. 509. Nach Planté [2]) soll man vor dem Gebrauch seiner (zuerst von Sinsteden angegebenen) Polarisationsbatterie zuerst wiederholt den primären Strom in abwechselnder Richtung zwischen den Bleiplatten derselben hin- und herleiten, um dadurch die

[1]) Kohlrausch, Göttinger Nachr. 1872, 25. Sept. S. 453*; Pogg. Ann. Bd. CXLVIII, S. 143. 1873*. — [2]) Planté, Compt. rend. T. LXXIV, p. 592. 1872*; T. LXXVII, p. 466. 1874*.

Oberflächen zu desaggregiren und zur abwechselnden Oxydation und Abgabe des Sauerstoffs geeigneter zu machen. Bei Vergleichung der Gesammtintensität der Ströme der primären und Polarisationsbatterie mittelst Einschaltung von Kupfervitriolvoltametern ergab sich die letztere zu 88 bis 89 Proc. der ersten (vgl. auch Thl. I, §. 454 Schluss).

Je nach dem grösseren oder kleineren Widerstand der Schliessung verwendet Planté[1]) in seiner Kette 20 grosse secundäre Elemente, bestehend aus Gläsern mit Bleiplatten von $0{,}12^m$ Breite und $0{,}18^m$ Länge, deren Abstand $0{,}003^m$ beträgt; oder ein Element, dessen Bleiplatten $0{,}5^m$ lang und $0{,}2^m$ breit sind.

56. Zu Thl. I, §. 516. Branly[2]) hat die Polarisation in der Kupfer-Zinkkette während des Stromes in folgender Weise gemessen: In einem mit verdünnter Schwefelsäure ($^1/_{50}$) gefüllten, 40 Ctm. langen und 4 Ctm. weiten Glastroge standen an den zwei Enden 4 □Ctm. grosse Platten von amalgamirtem Zink und Kupfer $Z$ und $C$ im Abstand von 37,5 Ctm. einander gegenüber. Beide Platten waren durch einen Drath von verschwindendem Widerstand untereinander verbunden. Zwischen diesen Platten befanden sich in Abständen von resp. 9,3 und 27,2 Ctm. von $C$ zwei andere, sehr wenig in die Flüssigkeit tauchende Kupferplatten $C_1$ und $C_2$. Vermittelst eines etwas abgeänderten Thomson'schen Quadrantelektrometers wurden die Potentialdifferenzen zwischen den einzelnen Platten gemessen. Bestimmt man die Differenzen $CC_2 - CC_1$ oder $ZC_2 - ZC_1$, so ergeben dieselben, dividirt durch den Abstand $C_1 C_2$, das Gefälle der Spannungen für 1 Ctm. (0,54) in der Kette. Wird dieser Werth mit 37,5 multiplicirt, so erhält man die elektromotorische Kraft $E_1 - p$ der geschlossenen Kette (20,27). Wird ebenso von der Spannung $CC_1$ (50,5) die dem Gefälle für 9,3 Ctm. entsprechende Spannung (5,02) subtrahirt, so erhält man die elektromotorische Kraft der Polarisation des Kupfers 45,48. Bei Verbindung der Pole der geöffneten Kette mit dem Elektrometer ergiebt sich die elektromotorische Kraft $E$ vor der Schliessung, welche gleich Eins gesetzt ist. Ist die Intensität eines Stromes, der in einer Minute 0,45 Mllgr. Kupfer aus concentrirter Kupferlösung abscheidet gleich Eins, so folgt aus den Versuchen

| $I$ | $E$ | $E_1 - p$ | $p$ |
|---|---|---|---|
| 1000 | 1 | 0,29 | 0,66 |
| 203 | 1 | 0,407 | 0,58 |
| 36,5 | 1 | 0,67 | 0,47 |
| 17 | 1 | 0,97 | 0,02 |

Die Polarisation nimmt also mit abnehmender Stromintensität sehr schnell ab. Die elektromotorische Kraft der geschlossenen Kette $E_1$ ist der der geöffneten $E$ bis zur Intensität $I = 20$ nahezu gleich; bei grös-

[1]) Planté, Mondes T. XXVII, p. 425, 469. 1872*. — [2]) Branly, Compt. rend. T. LXXIV, p. 528. 1872*.

serer Intensität sollte $E_1$ kleiner als $E$ sein; indess sind die Differenzen doch zu klein, um darauf weitere Schlüsse zu bauen.

57. Zu Thl. I, §. 548. Eine mit Schmirgelpapier abgeriebene Platte von geschmolzenem Platin, die 48 Stunden in destillirtem Wasser verweilt, ist elektronegativ gegen eine gleiche Platte, die aus dem Wasser herausgezogen, mit einem weichen Körper abgerieben und wieder eingesenkt wird. Beim Abreiben mit Filtrirpapier ist die elektromotorische Kraft etwa gleich 30 Regnauld'schen Einheiten (Thl. I, §. 254), bei Abreiben mit befeuchteter Leinwand 46 und mit Alkohol angefeuchteter Leinwand und Abtrocknen 56. — Wird die Platte nicht abgerieben, so ist die elektromotorische Kraft höchstens 2 und nach dem Verweilen der herausgenommenen Platte in feuchter Luft 5 bis 6, in getrockneter höchstens 10.

Bleibt die herausgenommene Platte vor dem Wiedereinsenken länger an der Luft, so verhält sie sich positiv, wie vorher, indess ist die elektromotorische Kraft um 10 Einheiten kleiner, wenn sie vor dem Einsenken 48 Stunden in Luft verweilt, die durch kaustisches Kali getrocknet ist; und noch kleiner (von 20 Einheiten), wenn sie in feuchter Luft verweilt hat.

Bei dem Wiedereinsenken nimmt die Kraft sehr schnell, in 10 Minuten auf die Hälfte, dann sehr langsam ab, so dass sie erst in 8 bis 10 Tagen ganz verschwindet. Die Wirkung des Abreibens scheint auf Bildung einer Oberflächenschicht zu beruhen, da die sonst leicht benetzten Platten danach sich weniger leicht benetzen. In einer Alkoholflamme oder in einem Ofen auf 200° erhitzt, benetzen sie sich sogleich beim Einsenken.

Wird die eine der beiden eingesenkten Platten aus dem Wasser herausgenommen, und dann erst mit feuchter, dann mit trockner Leinwand abgerieben, so ist die elektromotorische Kraft derselben beim Wiedereinsenken gegen die andere etwa gleich 50 Einheiten; wird sie auf 100, 180, 275° erhitzt, so wird ihr elektropositives Verhalten um 2 bis 3, 5 bis 6, 14 bis 18 Einheiten vermindert.

Während man bisher, durchweg den Thatsachen entsprechend, die Absorption von Gas (Sauerstoff) an der Luft und event. die Einwirkung desselben auf die Substanzen, welche auf der an die Luft gebrachten Platinplatte angehäuft sind, als Ursache dieser Erscheinungen annahm, glaubt sie Gaugain[1]) auf eine Adhärenz der Flüssigkeit an das Metall schieben zu sollen, da die abgeriebenen Platten sich schwerer benetzen und zugleich anders elektromotorisch verhalten, als nicht abgeriebene. Die Erhitzung soll die durch das Abwischen erzeugte leichte Härtung des Platins vernichten, und dadurch die frühere elektromoto-

[1]) Gaugain, Compt. rend. T. LXXIV, p. 610, 1332. 1872*.

rische Erregung wieder herstellen. Viel wahrscheinlicher ist es indess, dass dadurch die Oberflächenschichten mehr oder weniger zerstört werden.

Wird die Platte nach dem Herausheben nicht abgetrocknet, sondern sogleich auf 100° oder bis zum schwachen Rothglühen erhitzt, so ist sie beim Einsenken immer elektropositiv gegen die nicht herausgehobene Platte (etwa um 22 Einheiten); wird sie aber in der offenen Weingeistflamme erhitzt, so steigt die elektromotorische Kraft auf 32 Einheiten.

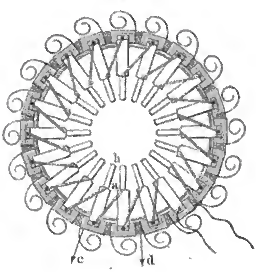
Daher kann durch das Erhitzen nach dem Reiben die Positivität stets nur bis zu dem durch das Erhitzen selbst erzielten Werth hinuntergedrückt werden.

Lässt man die erhitzte Platte vor dem Einsenken 1 oder 2 Tage an der Luft stehen, so ist in trockener Luft die elektromotorische Kraft nur um 2 bis 3, in feuchter um 14 bis 18 Einheiten vermindert.

Die Hitze soll hierbei das auf der Platte fixirte Wasser austreiben, daher wird sie positiv; in trockener Luft kann sie kein Wasser aufnehmen, bleibt also positiv, in feuchter absorbirt sie dasselbe wieder und verliert von ihrer Positivität.

58. Zu Thl. I, §. 602. Zur bequemen Erwärmung einer Säule von Noë'schen Elementen wird der negative Drath (Fig. 14) an seiner Berührungsstelle mit dem positiven, dickeren Metallstab $a$ um 90° umgebogen und zugleich ein metallener Stift $b$ in letzteres eingeschmolzen, welcher in die Heizflamme hineinragt. Eine Anzahl (20) solcher Elemente werden in horizontaler Lage im Kreise herum so geordnet, dass die positiven Metallcylinder die radiale Richtung einnehmen und die Heizstifte gegen den Mittelpunkt convergiren, wo sie in eine Flamme hineinragen. In der Mitte berühren sie ein Glimmerblatt, um so die Flamme besser auf sie hinzuleiten. Die einzelnen Elemente werden an der äusseren Seite hintereinander durch Kupferbleche verbunden, denen durch Anlöthen dünner spiraliger Kupferbleche zur schnellen Wärmeabgabe nach aussen eine grosse Oberfläche gegeben wird.

Fig. 14




Die elektromotorische Kraft einer solchen Säule ist bei schwachem Glühen der Heizstifte etwa gleich 96 bis 97 Proc. der Bunsen'schen Kette, der Widerstand gleich 1,119 Siemens'sche Einheiten[1]).

59. Zu Thl. I, §. 622. Aehnliche Resultate, wie Avenarius, hat auch Tait (Proceed. of the Roy. Soc. 1871, p. 48) erhalten.

[1]) Von Waltenhofen, Pogg. Ann. Bd. CXLVI, S. 617. 1872*.

60. Zu Thl. I, §. 626. Werden die Thermoelemente aus Eisen-Zinn, Eisen-Blei, Eisen-$PbSn_3$, Eisen-Zink, Kupfer-Zink oder Kupfer-Wismuth so stark erhitzt, dass der leichtflüssige Bestandtheil schmilzt, so zeigt sich dabei keine sprungweise Aenderung der thermoelektromotorischen Kraft [1]); ebenso wenig beim Erstarren des geschmolzenen Bestandtheils.

61. Zu Thl. I, §. 654. Trowbridge [2]) verbindet den Brenner einer Bunsen'schen Gasflamme mit dem einen, eine in die Flamme gesenkte Probeplatte mit dem anderen Quadranten eines Thomson'schen Quadrantelektrometers und findet die Flamme negativ elektrisch. Bei 12 Ctm. Höhe der Flamme ist der Ausschlag 7 Ctm. von dem Brenner — 130, gerade über der Flamme + 70 bis 80, 5 Ctm. vor der äusseren Fläche der Flamme bis + 50 bis 60°.

Der Metallbrenner ist ebenso stark positiv, wie die Flamme negativ. Ist der Brenner von schlecht leitendem Stoff, so ladet er sich nicht. — Dieselben Verhältnisse zeigen sich bei einer Bunsen'schen Gebläselampe. Dabei hat das Metall und die Temperatur der in die Flamme gesenkten Platte wenig Einfluss auf die Ladung.

Bei einer Weingeistlampe sollen sich durch den Docht die entgegengesetzten Elektricitäten wieder vereinen, und die Flamme nur die Elektricität der Luft zeigen (?).

Mit einem Galvanometer zeigt die Gasflamme dasselbe Verhalten, wie Weingeistflammen.

62. Zu Thl. I, §. 677. Bezeichnet man die Intensität eines Stromes, der in 1 Minute 1 Cubikdecimeter Knallgas (von 0° C. und $760^{mm}$ Druck) entwickelt, mit Eins, so muss, damit derselbe einen Drath vom Durchmesser $d$ zum Glühen erhitzt, nach J. Müller [3])

| | | | |
|---|---|---|---|
| für das Rothglühen von | Eisendrath | . . . . | $I = d \,.\, 135$ |
| „ „ „ „ | Platindrath | . . . . | $I = d \,.\, 172$ |
| „ „ Weissglühen „ | „ | . . . . | $I = d \,.\, 220$ |

sein. Es entwickelt sich hieraus leicht, dass bei Anwendung einer gegebenen Säule die Glüherscheinung mit wachsender Dicke des Drathes, wobei die Stromintensität zunimmt, ein Maximum erreicht und dann bei dickeren Dräthen wieder schwächer wird. Ebenso lässt sich ohne Schwierigkeit ableiten, dass man durch die zu therapeutischen Zwecken gebrauchten Tauchbatterieen von Stöhrer, pag. 670 Fig. 4, einen Platin-

---

[1]) Von Obermayer, Wiener Akad. Anzeiger, April 1872, S. 113; Chem. Centralbl. 1872, S. 529*; Carl Rep. Bd. VIII, S. 244. 1872*. — [2]) Trowbridge, Silliman Amer. Journ. July 1872; Phil. Mag. [4] T. XLIV, p. 153. 1872. — [3]) J. Müller, Lehrb. 7. Aufl., S. 299. 1868*; Ber. der naturf. Gesellsch. zu Freiburg im Breisgau, Bd. VI, S. 97. 1873*.

drath von 2 Decimeter Länge nicht mehr weissglühend, und nur dann rothglühend machen kann, wenn sein Durchmesser etwa 0,62 bis 1,56mm ist. Bei Anwendung einer Batterie von 6 grossen, hintereinander verbundenen Elementen muss der Drath, um rothglühend zu werden, 0,18 bis 1mm, und um weissglühend zu werden, 0,25 bis 0,68mm dick sein.

63. Zu Thl. I, §. 694. Nach einer ähnlichen Methode, wie Edlund, hat Sundell[1]) die thermoelektromotorische Kraft verschiedener, aus Legirungen mit Kupfer combinirter Thermoelemente bei einer Temperaturdifferenz ihrer Löthstellen von 10° zwischen 0 und 20° C. mit der durch den Strom bewirkten Erwärmung ihrer Löthstelle verglichen. Er findet

| | Thermoel. Kraft $k$ | Wärmeentwickelung $W$ | $\frac{W}{k}$ |
|---|---|---|---|
| 12 Wismuth, 1 Zinn . . . | 254,74 | 270,69 | 1,10 |
| 8 „ 1 „ . . . | 234,18 | 236,39 | 1,09 |
| 4 „ 1 „ . . . | 137,49 | 145,75 | 1,06 |
| Eisen . . . . . . . . . . | 82,36 | 86,12 | 1,05 |
| 2 Wismuth, 1 Zinn . . . | 49,76 | 51,59 | 1,04 |
| Kupfer . . . . . . . . . | 0 | 0 | |
| Neusilber . . . . . . . | 98,08 | 103,12 | 1,05 |
| 32 Wismuth, 1 Antimon . | 295,01 | 295,24 | 1,00 |
| Wismuth . . . . . . . . | 417,14 | 460,06 | 1,10 |
| 32 Wismuth, 3 Antimon . | 533,98 | 680,94 | 1,29 |

Mit Ausnahme der letzten Legirung stimmen also die Werthe $k$ und $W$ gut miteinander überein.

64. Zu Thl. I, §. 713. Herwig[2]) hat den Lichtbogen in einem Lampencylinder bei Verdünnung der Luft bis auf 1 bis 2mm zwischen verschiedenen Elektroden von Nickel, Eisen, Kupfer dargestellt unter gleichzeitiger Beobachtung der Wasserzersetzung im Schliessungskreise. Die Elektroden wurden nach Beendigung des Versuchs analysirt. Hierbei ergab sich z. B.:

| Wasserstoff im Voltameter Mgr. | Elektroden | Gewichtsänderung Mgr. | | Mgr. | |
|---|---|---|---|---|---|
| 2,78 | + Eisen | — 7 | Eisen | + 3 | Kupfer |
| | — Kupfer | — 4 | Kupfer | + 1 | Eisen |
| 5,38 | + Kupfer | — 8 | Kupfer | + 4,5 | Eisen |
| | — Eisen | — 5,5 | Eisen | + 1 | Kupfer |

---

[1]) Sundell, Ofversigt af k. Vetenskaps Acad. Forhandl. 1872, Nr. 3. Stockholm*; Pogg. Ann. Bd. CXLIX, S. 144. 1873*. — [2]) Herwig, Pogg. Ann. Bd. CXLIX, S. 521. 1873*.

Es wird also wiederum Materie zwischen den Elektroden hin und her geführt, wobei oft z. B. an einer Eisenelektrode eine Kupferschicht von einer zweiten erst fort-, dann zurückgeführten Eisenschicht bedeckt war.

Bei Anwendung einer grossen, dicken Kupferplatte gegenüber einer Silberkugel ergab sich unter Anderem:

| Die Silberkugel dient als | Verlust $v$ | Im Voltameter $H$ Wasserstoff | $\frac{v}{H}$ |
|---|---|---|---|
| + Elektrode | 6 Mgr. | 2,60 | 2,31 |
| — | 7 „ | 4,79 | 1,47 |
| + | 113 „ | 15,12 | 7,47 |
| — | 26 „ | 6,33 | 4,09 |

Es findet also durchaus keine Aequivalenz zwischen dem Gewichtsverlust der Kugel und dem elektrolytisch entwickelten Wasserstoff statt. Nach längerem Gebrauch, also wenn die Kugeln aufgelockert sind, und bei höherer Temperatur ist der Verlust derselben grösser; geringer dagegen wenn die Kupferplatte uneben, als wenn sie glatt ist. Dabei verlor die Kugel stets mehr an Masse, wenn sie als positive Elektrode diente.

65. Zu Thl. I, §. 717. Edlund [1]) hält seine Ansicht über die besondere elektromotorische Kraft im Lichtbogen — ähnlich wie an den Elektroden eines Entladungsfunkens — aufrecht, indem er bei directer Verbindung der Elektroden desselben mit dem Galvanometer nach Loslösung von der Säule ohne Bildung des Lichtbogens keine Spur eines Stromes erhält, ebenso wenig, wie wenn man den Lichtbogen durch einen Widerstand ersetzt, der seinem Widerstand (mit Einschluss des Zerstäubungswiderstandes, der sich zu dem der Wärmeerzeugung im Lichtbogen entsprechenden Widerstand addirt [?]), gleich ist. Dabei ist indess zu bedenken, dass, wenn man vor Herstellung des Lichtbogens die Elektroden von der Kette loslöst und mit dem Galvanometer verbindet, durch dasselbe sich nur die statisch auf der Oberfläche der Elektroden angehäuften, sehr kleinen Elektricitätsmengen ausgleichen; bei der Verbindung nach Herstellung des Lichtbogens aber die ganzen, in dem ganzen Querschnitt der Elektroden sich zu dem nunmehr zerrissenen Lichtbogen hinbewegenden, viel bedeutenderen Elektricitätsmengen.

66. Zu Thl. I, §. 730 und 731. Streintz [2]) hat die Aenderung der Elasticität und der Länge eines Drathes durch einen hindurchgeleiteten Strom unabhängig von der Erwärmung durch denselben zu bestimmen versucht, um dadurch die Versuche von Edlund zu controliren. Er misst dabei die Temperatur der Dräthe durch das Abschmelzen eines sehr dünnen Ueberzuges von Stearin, der durch Ueberfahren des

[1]) Edlund, Pogg. Ann. Bd. XCIX, S. 99. 1873*. — [2]) Streintz, Wiener Ber. Bd. LXVII [2]. 1873 (April)*; Pogg. Ann. Bd. CL, S. 368. 1873*.

Drathes mit einem in geschmolzenes Stearin eingetauchten Papierbausch erhalten war. Das Stearin schmolz für sich bei 55,5°. Wurde eine 5$^{mm}$ weite Messingröhre von 0,2$^{mm}$ Metalldicke mit demselben überzogen und in einem 16 Ctm. weiten, allerseits geschlossenen Glascylinder axial befestigt, und durch die Röhre allmählich immer heisseres Wasser geleitet, so schmolz der Ueberzug bei derselben Temperatur. Die Beobachtungsfehler überstiegen nicht 0,1°.

Es wurde nun ein Drath von 0,2$^{mm}$ Radius an dem Kopf einer Coulomb'schen Torsionswage aufgehängt und mit einem Glasrohr von 2$^{mm}$ Weite umgeben. Dieses Glasrohr war von noch zwei weiteren Glasröhren von 4 und 6 Ctm. Durchmesser umgeben. Zwischen die innerste und mittelste Röhre war Stearin eingefüllt; durch den Zwischenraum zwischen der mittelsten und äussersten Röhre wurde ein Strom von warmem Wasser geleitet, bis das Stearin schmolz, also der Drath auf 55,5° erwärmt war.

Die Dräthe waren 535$^{mm}$ lang und waren oben und unten in Messingstangen eingelöthet, die einige Centimeter in die Erwärmungsröhre hineinragten. Die untere Messingstange trug unten eine mit Gewichten belastete Scheibe und ragte mit einer Spitze in einen Quecksilbernapf hinein.

Der Drath wurde in Torsionsschwingungen versetzt, und die Schwingungsdauer wurde mittelst Scala und Fernrohr beobachtet, sobald das Stearin auf dem Drath sich zu trüben begann. Sodann wurde nach dem Erkalten durch denselben ein Strom geleitet, und wiederum, sobald der Stearinüberzug abschmolz und sich dann bei allmählicher Abkühlung wieder zu trüben begann, die Schwingungsdauer bestimmt. Dieselbe war vollkommen unverändert. Es ist also keine Aenderung des Elasticitätscoefficienten nachzuweisen, wie sie Wertheim angegeben hatte.

Zur Bestimmung der Längenveränderung der Dräthe wurde parallel dem aufgehängten Drath ein 1$^{m}$ langes, dickwandiges, zur Vermeidung der Erwärmung mit Wasser gefülltes und durch einen Pappschirm vor der Strahlung geschütztes Glasrohr, auf welchem zwei Messingarme auf und nieder geschoben werden konnten, vertical an der Wand befestigt. Jeder Arm trug einen Schlitten, der zwischen Stahlpfannen einen in zwei Spitzen in der Verticalebene auf und nieder zu bewegenden Bügel trug, an dem zugleich ein Spiegel befestigt war. Der obere Bügel trug eine nach abwärts, der untere eine nach aufwärts gerichtete Stahlspitze, welche beide sich gegen den den Drath tragenden Messingkopf und die Scheibe drückten, welche unterhalb die den Drath belastenden Gewichte trug. Die Verlängerungen des Drathes bei dem Erwärmen, sei es von aussen, sei es durch einen hindurchgeleiteten Strom, wurden durch die mittelst Scala und Fernrohr beobachteten Ablenkungen der Spiegel bestimmt. Dazu wurden die Spitzen an den Bügeln vermittelst eines Sphärometers um ein Bestimmtes gehoben und die entsprechenden Spiegelablenkungen

gemessen. Wiederum wurde so die Verlängerung des Drathes gemessen, der jetzt, statt in Messingstangen, an schlechtleitenden, in Glashüllen eingelötheten Eisendräthen hing, einmal als er von aussen erwärmt wurde, bis der Stearinüberzug abschmolz und dann erkaltete, bis letzterer gerade erstarrte (bei 52,9°), sodann, als der Strom hindurchgeleitet wurde und der Stearinüberzug gerade abschmolz (55,5°). Die Ausdehnung des Drathes durch die äussere Erwärmung allein bis zu dieser Temperatur konnte leicht aus der Ausdehnung bis zu 52,9° berechnet werden.

Es konnte berechnet werden, dass die durch die Erwärmung der Eisendräthe u. s. f. erzeugten Verlängerungen der Dräthe nur 0,022 bis 0,024$^{mm}$ betrugen. Ebenso waren die Differenzen bei den Messungen nie grösser als 0,012$^{mm}$, was bei dem Kupferdrath 1° C. Temperaturänderung entsprach. Der grösste Fehler betrug 0,026$^{mm}$. Die Ausdehnungen von der Zimmertemperatur (17 bis 18°) bis zur Schmelztemperatur des Stromes betrugen

| | durch Erwärmung von aussen $a$ | durch Erwärmung durch den Strom $b$ | $\frac{b-a}{a} \cdot 100$ |
|---|---|---|---|
| Messing, hart . . . . | 0,366 | 0,419 | + 14,5 |
| Kupfer, hart I. . . . | 0,343 | 0,396 | 15,4 |
| „ „ II. . . . | 0,338 | 0,403 | 19,2 |
| „ weich . . . . | 0,345 | 0,384 | 11,2 |
| Platin, hart . . . . | 0,153 | 0,192 | 25,5 |
| Eisen, weich I. . . . | 0,227 | 0,290 | 27,3 |
| „ „ II. . . . | 0,241 | 0,284 | 17,8 |
| Eisen, hart I. . . . | 0,256 | 0,288 | 12,8 |
| „ „ II. . . . | 0,255 | 0,291 | 14,1 |
| Stahl, weich . . . . | 0,233 | 0,283 | 21,5 |
| Stahl, hart I. . . . | 0,244 | 0,242 | — 0,8 |
| „ „ II. . . . | 0,237 | 0,244 | + 2,9 |
| „ „ III. . . . | 0,235 | 0,242 | 2,9 |

Die Dräthe werden also durch den Strom über die Grenze der Fehler hinaus stärker ausgedehnt, als durch die gleiche Erwärmung von aussen. Nur beim harten Stahl ist diese besondere Ausdehnung durch den Strom verschwindend, obgleich sie beim weichen Stahl, der so ziemlich denselben Ausdehnungscoefficienten hat, sehr merklich ist.

Auch diese sehr sorgfältigen Versuche lassen immer noch einen Zweifel zu. Gerade bei dünnen Dräthen ist die Oberfläche im Verhältniss zur Masse sehr bedeutend, also die Wärmeabgabe nach aussen und die Temperaturabnahme von dem centralen Theil nach den peripherischen Theilen sehr hervortretend. Wenn aber die durch den Strom erhitzten Dräthe hierdurch innen eine höhere Temperatur besitzen, als aussen, so erscheinen sie im Vergleich zur äusseren Temperatur zu lang. — Vielleicht würden gerade Versuche mit dickeren Stäben sicherer zum Ziele führen.

67. Zu Thl. I, §. 737. Zöllner[1]) presste durch Capillarröhren von 0,949 bis 0,152$^{mm}$ Durchmesser und 10 bis 55$^{mm}$ Länge vermittelst hydrostatischer Drucke, welche bis 480$^{mm}$ Quecksilberhöhe stiegen, Wasser in der einen oder anderen Richtung hindurch. Platindräthe, welche in seitliche Ansätze der Röhren eingeschmolzen waren, vermittelten die Leitung zu einer Spiegelbussole. Dabei ergaben sich ebenso Ströme, wie sie Quincke beim Durchpressen von Wasser durch poröse Diaphragmen erhalten hatte, und die stets in der Richtung der Bewegung durch das Wasser flossen. Die Intensitäten der Ströme waren nahezu proportional den Druckdifferenzen.

Wurde in den Stromkreis der Röhren ein Daniell'sches Element eingeschaltet und der Ausschlag der Bussole beobachtet, ohne dass das Wasser strömte, so ergab sich (ohne Berücksichtigung der Polarisation), dass die elektromotorische Kraft des durch die Strömung verursachten galvanischen Stromes bei einer Druckdifferenz von 1 Atmosphäre in einer Röhre von 20$^{mm}$ Länge und 0,557$^{mm}$ Durchmesser etwa 0,247, in einer Röhre von 0,949$^{mm}$ Durchmesser 0,43 $D$ betrug.

68. Zu Thl. II, §. 21. Bertrand[2]) entwickelt das Ampère'sche Gesetz ohne die Annahme, dass zwei Elemente auf einander nicht wirken, wenn die Ebene des einen das andere, darauf senkrechte halbirt, und ohne den Versuch zu bedürfen, dass ein Element durch seine Componenten ersetzt werden kann. Letzterer folgt aus dem (zweifelhafteren) Versuch von Ampère, dass die Wirkung eines geschlossenen Stroms auf ein Element auf letzterem senkrecht steht. Besitzt ein unendlich kleiner geschlossener Strom $ABCD$ gegen das Element $ds_1$ keine Wirkung in der Richtung ihrer Verbindungslinie, so müssen die beiden Theile des Stromes $ABC$ und $CDA$ einander entgegengesetzte und unendlich wenig von einander verschiedene Wirkungen auf $ds$ ausüben. Strom $ABC$ muss also durch einen in der Richtung von $A$ über $D$ nach $C$ fliessenden, gleichen Strom in $ACD$ ersetzt werden können, wie es dem erst erwähnten Versuch Ampère's entspricht. Die Wirkung $R$ zweier Elemente $ds$ und $ds_1$ auf einander ist nur eine Function ihrer Coordinaten $xyz$, $x_1y_1z_1$ und der Winkel zwischen ihnen, also der Cosinus $\frac{dx}{ds}$, $\frac{dy}{ds}$ ... u. s. f. Wird der geschlossene Strom, dessen Element $ds$ ist, durch einen $n$ mal so grossen, ähnlichen ersetzt, der symmetrisch mit dem ersten im Punkt $xyz$ liegt, so kann die Wirkung nur Null bleiben, da $x, y, z$ unverändert sind, wenn $R$ eine lineare Function von $\frac{dx}{ds}$, $\frac{dy}{ds}$, $\frac{dz}{ds}$ ist. Dasselbe lässt sich für

[1]) Zöllner Ber. der Königl. sächs. Ges. Bd. XXIV, S. 317. 1872*; Pogg. Ann. Bd. CXLVIII, S. 640. 1873*. Frühere Versuche in dieser Richtung (Ber. der Königl. sächs. Ges. Bd XXIII, S. 567. 1871*) beruhen nach Beetz (Ber. der Königl. bayerischen Acad. 1872, 4. Mai*; Pogg. Ann. Bd. CXLVI, S. 486*) auf secundären Ursachen.
[2]) Bertrand, Compt. rend. T. LXXV, p. 733. 1872*.

die Abhängigkeit von $R$ von $\frac{dx_1}{ds_1}$ ebenfalls beweisen. Dann muss

$$R = \frac{dx_1}{ds_1}\left(P_1\frac{dx}{ds} + Q_1\frac{dy}{ds} + R_1\frac{dz}{ds}\right) + \frac{dy_1}{ds_1}\left(P_2\frac{dx}{ds} + Q_2\frac{dy}{ds} + R_2\frac{dz}{ds}\right)$$
$$+ \frac{dz_1}{ds_1}\left(P_3\frac{dx}{ds} + Q_3\frac{dy}{ds} + R_3\frac{dz}{ds}\right)$$

sein. Die Werthe $P$, $Q$, $R$ hängen nur von den Coordinaten der Elemente ab. Fällt die Verbindungslinie $r$ in die $Z$-Axe, so kann die Wirkung nicht von den Producten $\frac{dx}{ds}\,\frac{dz_1}{ds_1}$ u. s. f. abhängen, sondern nur von

$$\frac{dx}{ds}\,\frac{dx_1}{ds_1} + \frac{dy}{ds}\,\frac{dy_1}{ds_1} + \frac{dz}{ds}\,\frac{dz_1}{ds_1} \text{ und } \frac{dz}{ds}\,\frac{dz^1}{ds^1},$$

woraus sich

$$R = \Phi(r)\cos\vartheta\cos\vartheta_1 + \Psi(r)\cos\varepsilon$$

ergiebt. Die Functionen $\Phi$ und $\Psi$ können auf dem von Ampère angegebenen Wege bestimmt werden.

69. Zu Thl. II, §. 39 und 40. Frölich[1]) giebt den Spiralen der Elektrodynamometer eine Kugelgestalt, windet auch wohl auf beiden Hälften derselben die Dräthe in entgegengesetzter Richtung, um den Einfluss des Erdmagnetismus zu vermeiden. Die Berechnung der Wirkung ist dann einfacher.

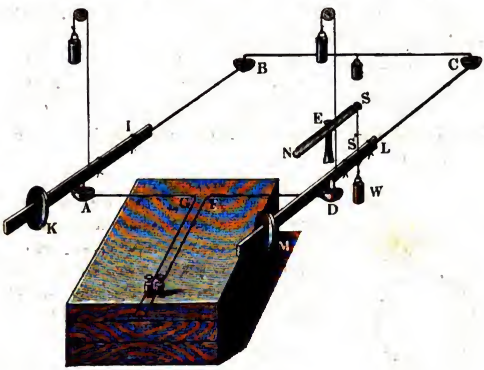
70. Zu Thl. II, §. 44. Um die Wirkung eines geschlossenen Stromkreises auf seine einzelnen Theile zu untersuchen, hat Boltzmann[2]) zwei Kupferdräthe $GA$ und $FD$ (Fig. 15) neben einander auf einem Brett befestigt, ihre Enden $A$ und $D$ ein wenig nach abwärts gebogen und daselbst mit Kupferschälchen verbunden, in deren Mitte Achathütchen befestigt sind. Zwei Kupferdräthe $AB$ und $DC$ ruhen an den Enden $A$ und $D$ mittelst feiner Stahlspitzen in jenen Achathütchen und tragen an den Enden $B$ und $C$ ebenfalls kupferne, mit Achathütchen versehene Kupferschälchen, auf denen ein in Stahlspitzen endender Kupferdrath $BC$ ruht, an dem unten ein kleines Gegengewicht befestigt ist. An $AB$ und $CD$ sind Holzleisten $IK$ und $LM$ befestigt, welche bei $K$ und $M$ Gegengewichte tragen, um die Dräthe $AB$, $BC$ und $CD$ in der horizontalen Ebene in der Schwebe zu erhalten. Coconfäden, die an den Holzleisten bei $A$ und $D$ befestigt, vertical nach oben über Rollen gezogen und mit Gegengewichten versehen sind, vermindern den Druck der Dräthe gegen ihre Unterlagen. Die Länge der Seiten $AB$, $BC$, $CD$, $DA$, des aus den Dräthen gebildeten Rhombus betrug je 338,5mm. Wurden die Kupferschälchen $A$, $B$, $C$, $D$ mit Quecksilber gefüllt, die Enden der Dräthe $G$

[1]) Frölich, Pogg. Ann. Bd. CXLIII, S. 643. 1871*. — [2]) Boltzmann, Sitzungsber. d. Wien. Akad. (II. Abth.) Math. phys. Cl. Bd. LX (2). 1869, 10. Juni*.

und $F$ mit einer Säule verbunden, so suchte sich in Folge der Stromeswirkungen der rhombisch geformte Stromkreis in ein Quadrat zu verwandeln. Fliesst der Strom von West über Nord nach Ost, so wird diese Einstellung durch den Erdmagnetismus befördert; bei umgekehrter Stromesrichtung wird sie gehemmt; in letzterem Fall tritt eine stabile Gleichgewichtslage bei einer gewissen Neigung der Dräthe gegen einander ein, die sich bei wachsender Stromstärke immer mehr dem rechten Winkel nähert.

Um die Kraft der Einstellung zu messen, wurde $98{,}5^{mm}$ von $D$ an $DC$ im Punkt $S'$ ein Coconfaden angefügt, und das andere Ende desselben an einen horizontalen Hebel $NS$ geknüpft, der um eine genau

Fig. 15.




über $D$ befindliche verticale Axe $E$ drehbar war und in jeder Lage festgestellt werden konnte. Der Rhombus stellte sich dann ohne Strom so, dass der Coconfaden vertical, $DL$ gerade parallel $NS$ war. Unten war an $S'$ ein Gewicht $W$ von 10 Grammen angehängt. Wird dann der Strom durch den rhombischen Drathkreis geleitet und sucht er seine Gestalt zu ändern, so zieht ihn das Gewicht $W$ zurück. Ein am Stabe $LM$ befestigter Spiegel gestattete, mittelst Scala und Fernrohr die hierbei erfolgenden Ablenkungen des Rhombus aus seiner jedesmaligen Ruhelage zu bestimmen. Der ganze Apparat befand sich zur Vermeidung des Luftzuges in einem allerseits geschlossenen und an dem Spiegel durch ein Glasfenster durchbrochenen Holzkasten.

Wird die Wirkung des Stromes $i$ im Rhombus auf seine einzelnen Theile unter Annahme der Formel von **Ampère** berechnet und die Wirkung des Erdmagnetismus berücksichtigt, von dem auf die horizontalen

Stromestheile nur die Verticalcomponente $M$ und zwar in der Horizontalebene wirkt; ist $l$ die Länge der Seite des Rhombus, der vor der Wirkung des Stromes den Neigungswinkel $\alpha_0$, nach demselben den Winkel $\alpha = \alpha_0 + \Delta\alpha$ zeigt, so kann das bei der Ablenkung erzeugte rücktreibende Moment der Schwere gleich $n\Delta\alpha$ gesetzt werden, wo $n$ eine Constante ist. Setzt man dann $\frac{Ml^2}{n\sqrt{2}} = a$; $\frac{2l}{n} = b$, so findet Boltzmann

$$\Delta\alpha = a\,i\cos\alpha + b\,i^2\left[\operatorname{cotg}\alpha + \frac{\sin\alpha}{2}\log\frac{\cos\frac{\alpha}{2}\left(1+\sin\frac{\alpha}{2}\right)}{\sin\frac{\alpha}{2}\left(1+\cos\frac{\alpha}{2}\right)}\right]?$$

Bestimmte Boltzmann bei verschiedenen Neigungen $\alpha_0$ und verschiedenen Intensitäten $i$ die Constanten $a$ und $b$ aus den Ablenkungen $\Delta\alpha$ des Rhombus, so betrugen sie, wenn

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $\alpha_0$ | 26° 2′ | 39° 59′ | 54° 34′ | 69° 15′ |
| $a$ | 1,053 | 1,041 | 1,046 | 1,041 |
| $b$ | 0,002061 | 0,002062 | 0,002069 | 0,002076. |

Es stimmen hiernach die Resultate sehr gut mit der Formel von Ampère überein.

71. Zu Thl. II, §. 56. Carl[1]) bringt in ein Glasgefäss (Fig. 16) unten etwas Quecksilber, füllt es oben mit schwach angesäuertem Wasser, in welches eine Kupfer- und eine Zinkplatte tauchen, die durch zwei durch den Kork des Gefässes gehende Dräthe mit verschieden gestalteten Leitern verbunden sind.

Fig. 16.



72. Zu Thl. II, §. 152. Ein ähnlicher Rotationsapparat, wie der von Ritchie (Bd. II, §. 152), bei dem der Stahlmagnet durch einen von demselben Strom, wie der rotirende Anker, umflossenen Elektromagnet ersetzt ist, ist von Krebs[2]) angegeben worden.

73. Zu Thl. I, §. 159. §. 1. Ampère's elektrodynamische Formel lässt sich aus den bekannten Annahmen über die Vertauschbarkeit von Strömen mit Systemen von Elementarströmen, und dieser letzteren mit magnetischen Doppelschichten herleiten[3]). Es lässt sich bekanntlich demgemäss die elektrodynamische

[1]) Carl, Carl Repert. Bd. VIII, S. 49. 1872*. — [2]) Krebs, Pogg. Ann. Bd. CXLVII, S. 615. 1872*; Dingl. J. Bd. CCVIII, S. 28*. — [3]) Gefällige Originalmittheilung von Herrn E. Heine in Halle a. d. S.

Wirkung zweier linearer, geschlossener, constanter Ströme auf einander, d. h. es lässt sich die Anziehung, welche zwei Stromleiter $S$ und $\Sigma$, in Folge der durch sie fliessenden Ströme, auf einander ausüben, durch die Anziehung zweier endlicher Flächen $O$ und $\Omega$ ersetzen[1]), von denen jede durch den entsprechenden Stromleiter $S$ resp. $\Sigma$ begrenzt, mit diesem Stromleiter starr verbunden und mit einer homogenen magnetischen Doppelschicht belegt ist.

Diese ersetzenden Massen, welche nach dem Newton'schen Gesetze wirken, geben ein Potential $V$ in dem ursprünglichen engeren Sinne[2]), welches, wenn die Einheiten gehörig gewählt werden, den Ausdruck hat

$$V = \int\int\int\int \frac{\partial^2 T}{\partial n\, \partial \nu}\, \partial o\, \partial \omega.$$

Hier, wie im Folgenden, sind $\partial o$ und $\partial \omega$ die Elemente der Flächen $O$ und $\Omega$; ferner werden die Coordinaten der Punkte von $O$ und $S$ mit $x$, $y$, $z$ bezeichnet, von $\Omega$ und $\Sigma$ mit $\xi$, $\eta$, $\zeta$; die Entfernung der Punkte $(x, y, z)$ und $(\xi, \eta, \zeta)$ heisst $r$, und man setzt $T = \frac{1}{r}\cdot$ Es sind $ds$ und $d\sigma$ die linearen Elemente von $S$ und $\Sigma$; die Grössen $n$ und $\nu$, nach denen differentiirt wird, stellen die Normalen gegen die Flächen $O$ und $\Omega$ vor. Diese Normalen bilden mit den Axen Winkel $a, b, c$ resp. $\alpha, \beta, \gamma$, und als ihre Richtung wird diejenige betrachtet, bei welcher $c$ und $\gamma$ unter $\frac{\pi}{2}$ liegen.

Man verwandele zunächst den Ausdruck des Potentiales $V$ in ein Doppelintegral über die Begrenzungen $S$ und $\Sigma$.

Macht man zur Abkürzung

$$W = \int\int \frac{\partial T}{\partial \nu}\, \partial \omega,$$

so wird

$$V = \int\int \left( \cos a\, \frac{\partial W}{\partial x} + \cos b\, \frac{\partial W}{\partial y} + \cos c\, \frac{\partial W}{\partial z} \right) \partial o.$$

Die einzelnen Theile des Ausdruckes unter dem Integrale lassen sich in einfache Integrale transformiren; da nämlich

$$-\frac{\partial T}{\partial \nu} = \cos \alpha\, \frac{\partial T}{\partial x} + \cos \beta\, \frac{\partial T}{\partial y} + \cos \gamma\, \frac{\partial T}{\partial z},$$

---

1) Man darf dies nicht so verstehen, als ob der Strom $\Sigma$ auf einen Punkt im Leiter $S$ dieselbe Kraft ausübe, welche die Doppelbelegung $\Omega$ auf denselben Punkt ausüben würde, wenn er als Randpunkt der Fläche $O$ auftritt. In der Mechanik werden Kräfte durch andere, oft an verschiedenen Punkten wirkende ersetzt, wenn die letzteren, in umgekehrter Richtung genommen, mit den ersteren an dem Systeme Gleichgewicht hervorbringen würden, oder, anders ausgedrückt, wenn sie am Systeme dieselbe Arbeit leisten, wie die anderen.

2) Gauss, Allgemeine Lehrsätze in Beziehung auf die im verkehrten Verhältnisse des Quadrats der Entfernung wirkenden Anziehungs- und Abstossungkräfte, Nr. 3.

so wird mit Rücksicht auf den Umstand, dass

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0 \text{ ist,}$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial \nu\, \partial x} = \frac{\partial}{\partial y}\left(\cos\alpha\, \frac{\partial T}{\partial y} - \cos\beta\, \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\cos\alpha\, \frac{\partial T}{\partial z} - \cos\gamma\, \frac{\partial T}{\partial x}\right),$$

und endlich

$$\begin{aligned}\frac{\partial W}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial y}\int\!\!\int\left(\cos\beta\, \frac{\partial T}{\partial \xi} - \cos\alpha\, \frac{\partial T}{\partial \eta}\right)\partial\omega \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial z}\int\!\!\int\left(\cos\gamma\, \frac{\partial T}{\partial \xi} - \cos\alpha\, \frac{\partial T}{\partial \zeta}\right)\partial\omega \\ &= \int\left(\frac{\partial T}{\partial z}\frac{\partial \eta}{\partial \sigma} - \frac{\partial T}{\partial y}\frac{\partial \zeta}{\partial \sigma}\right)\partial\sigma,\end{aligned}$$

wo die Integration rechts über die ganze Curve $\Sigma$ auszudehnen ist, und zwar in dem Sinne, den **Riemann** den positiven nennt[1]).

Bildet man in ähnlicher Art die Werthe für die beiden anderen Differentialquotienten von $W$, setzt sie in den Ausdruck für $V$ ein und dreht die Ordnung der Integrationen um, so dass man zuletzt nach $\sigma$ integrirt, so entsteht ein Aggregat

$$V = \int\left(A\, \frac{\partial \xi}{\partial \sigma} + B\, \frac{\partial \eta}{\partial \sigma} + C\, \frac{\partial \zeta}{\partial \sigma}\right)\partial\sigma,$$

wo

$$A = \int\!\!\int\left(\cos c\, \frac{\partial T}{\partial y} - \cos b\, \frac{\partial T}{\partial z}\right)\partial s,$$

und wo $B$ und $C$ aus $A$ durch Vertauschung der Buchstaben $b, c, y, z$ resp. mit $c, a, z, x$ resp. $a, b, x, y$ entstehen. Aus dem Früheren folgt sogleich, dass $A = \int T\, \frac{\partial x}{\partial s}\, \partial s$, dass also

---

[1]) **Crelle**, Journal f. Math. Bd. LIV, S. 102. Die Transformation der beiden Doppelintegrale in einfache folgt u. a. aus **Riemann's** Formel (Inaugural Dissertat. §. 8), die in unseren Zeichen lauten würde

$$\int\!\!\int\left(\frac{d X}{d \xi} + \frac{d Y}{d \eta}\right) d\xi\, d\eta = \int\left(X\, \frac{d\eta}{d\sigma} - Y\, \frac{d\xi}{d\sigma}\right) d\sigma.$$

Für $X = -\, T\, \frac{\partial \zeta}{\partial \eta}$, $Y = T\, \frac{\partial \zeta}{\partial \xi}$ entsteht hieraus

$$\begin{aligned}\int\!\!\int\left(\cos\beta\, \frac{\partial T}{\partial \xi} - \cos\alpha\, \frac{\partial T}{\partial \eta}\right)\partial\omega &= \int\!\!\int\left(\frac{d T}{d \eta}\cdot\frac{\partial \zeta}{\partial \xi} - \frac{d T}{d \xi}\cdot\frac{\partial \zeta}{\partial \eta}\right) d\xi\, d\eta \\ &= -\int T\, \frac{\partial \zeta}{\partial \sigma}\, \partial\sigma,\end{aligned}$$

und für $X = T$, $Y = o$,

$$\begin{aligned}\int\!\!\int\left(\cos\gamma\, \frac{\partial T}{\partial \xi} - \cos\alpha\, \frac{\partial T}{\partial \zeta}\right)\partial\omega &= \int\!\!\int\left(\frac{\partial T}{\partial \xi} + \frac{\partial T}{\partial \zeta}\cdot\frac{\partial \zeta}{\partial \xi}\right) d\xi\, d\eta \\ &= \int T\, \frac{\partial \eta}{\partial \sigma}\, \partial\sigma.\end{aligned}$$

$$V = \int\int \left(\frac{\partial x}{\partial s} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial \sigma} + \frac{\partial y}{\partial s} \frac{\partial \eta}{\partial \sigma} + \frac{\partial z}{\partial s} \frac{\partial \zeta}{\partial \sigma}\right) T \, \partial s \, \partial \sigma$$

ist. Wenn man die Winkel mit $\varepsilon$ bezeichnet, welche die Tangenten an den ersten Stromleiter mit denen an den zweiten bilden, so hat man das gesuchte Doppelintegral

$$V = \int\int \frac{\cos \varepsilon}{r} \, \partial s \, \partial \sigma.$$

Den Ausdruck für die elektrodynamische Arbeit, welche die Ströme bei virtuellen Verrückungen leisten — es mögen dieselben nur durch Verschiebungen der Stromleiter oder auch durch Formänderung derselben (Biegung der Dräthe) erfolgen — findet man durch Variation von $V$. Da $x$, $y$, $z$ von $s$ und nicht von $\sigma$ abhängig gedacht werden, $\xi$, $\eta$, $\zeta$ umgekehrt von $\sigma$ und nicht von $s$, so erhält man

$$-2 \cos \varepsilon = \frac{\partial^2 (r r)}{\partial s \, \partial \sigma},$$

und hieraus

$$-\delta V = \int\int \left(\frac{\cos \varepsilon}{r^2} \delta r + \frac{1}{2 r} \frac{\partial^2 \delta (r r)}{\partial s \, \partial \sigma}\right) \partial s \, \partial \sigma.$$

Integrirt man durch Theile, und bemerkt, dass hierbei die Ausdrücke, welche vor das Integralzeichen treten, in den Grenzen verschwinden, so entsteht

$$-2 \, \delta V = \int \left(-\frac{\delta r}{r^2} \frac{\partial^2 (r r)}{\partial s \, \partial \sigma} + \delta (r r) \frac{\partial^2 T}{\partial s \, \partial \sigma}\right) \partial s \, \partial \sigma.$$

Nachdem dieser Ausdruck zusammengezogen ist, geht er über in

$$-\delta V = \int\int \left(-\frac{2}{r} \frac{\partial^2 r}{\partial s \, \partial \sigma} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial s} \frac{\partial r}{\partial \sigma}\right) \delta r \, \partial s \, \partial \sigma$$

oder, wenn man die übliche Bezeichnung benutzt, in

$$-\delta V = \int\int \frac{(2 \cos \varepsilon - 3 \cos \vartheta \cos \vartheta')}{r^2} \delta r \, \partial s \, \partial \sigma.$$

Die magnetischen Kräfte, durch welche man nach den zuerst gemachten Annahmen die elektrodynamischen ersetzen durfte, verrichten daher dieselbe Arbeit bei virtuellen Verrückungen, als ob ein jedes Element $ds$ von $S$ auf jedes Element $d\sigma$ von $\Sigma$ mit der Kraft

$$\frac{2 \cos \varepsilon - 3 \cos \vartheta \cos \vartheta'}{r^2}$$

in der Verbindungslinie von $ds$ und $d\sigma$ anziehend wirkt.

74. Ueber die Ersetzung galvanischer Ströme durch magnetische Doppelflächen s. auch Lipschitz Journ. für reine und angew. Math. Bd. LXIX, S. 109. 1868*.

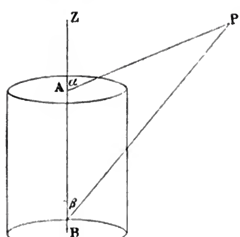
75. Zu Thl. II, §. 162. Nach Neumann[1]) kann man in Folge der Angaben des §. 159 eine von einem constanten Strome durchflossene Drathspirale durch ihre beiden, mit entgegengesetzten magnetischen Fluiden belegten Grundflächen ersetzen. Ist die Zahl der Windungen auf der Längeneinheit $n$, die in elektromagnetischem Maass gemessene Intensität des Stromes $i$, der Querschnitt der Spirale $Q$, so ist die Quantität von freiem Magnetismus, die an ihren Enden angehäuft gedacht werden muss, $Q . n . i$.

Um die Wirkung auf einen im Innern der Spirale liegenden Punkt zu berechnen, und zunächst das Potential der Stromeswirkung auf denselben zu erhalten, ist nach den bekannten Eigenschaften des Potentials von dem Potential der Magnetflächen auf jenen Punkt der Werth je $4 \pi n i z$ zu subtrahiren, wo $z$ die Coordinate des betrachteten Punktes in einer zu der Ebene der Stromesbahnen normalen Richtung ist.

Bei der Einwirkung auf einen magnetischen Körper im Innern der Spirale muss ebenso das Potential der Magnetflächen auf den Körper um $4 \pi n i M$ vermindert werden, wo $M$ das Moment des Körpers ist[2]).

76. Zu Thl. II, §. 166. James Stuart[3]) hat die Anziehung eines magnetischen Elementes $P$ (Fig. 17) durch eine Spirale berechnet, deren Axe

Fig. 17.




$AB = 2f$, deren innerer und äusserer Durchmesser $b$ und $b + c$ ist. Ist $\angle ZAP = \alpha$, $ZBP = \beta$, so sind die Componenten der Anziehung in der Richtung der Axe $AB$ ($Z$) und senkrecht dagegen, in der Richtung der Radien der Windungen der Spirale ($Y$), wenn der Magnetismus von $P$ gleich Eins gesetzt wird:

---

[1]) Neumann, Journ. für reine angew. Math. Bd. XXXVII, S. 47. 1848*. — [2]) Riecke, Poggend. Ann. Bd. CXLV, S. 218. 1872*. — [3]) James Stuart, Phil. Magaz. (4) Vol. XLV, p. 219. 1873*.

$$Z = \frac{(b+c)^3 - b^3}{6\,p^2}\Big\{-(\cos\beta - \cos\alpha) + (\cos^3\beta - \cos^3\alpha)\Big\}$$
$$+ \frac{(b+c)^5 - b^5}{80\,p^4}\Big\{-9(\cos\beta - \cos\alpha) + 33(\cos^3\beta - \cos^3\alpha)$$
$$-39(\cos^5\beta - \cos^5\alpha) + 15(\cos^7\beta - \cos^7\alpha)\Big\}$$
$$+ \frac{(b+c)^7 - b^7}{896\,p^6}\Big\{-75(\cos\beta - \cos\alpha) + 575(\cos^3\beta - \cos^3\alpha)$$
$$-1590(\cos^5\beta - \cos^5\alpha) + 2070(\cos^7\beta - \cos^7\alpha)$$
$$-1295(\cos^9\beta - \cos^9\alpha) + 315(\cos^{11}\beta - \cos^{11}\alpha)$$

$$Y = \frac{(b+c)^3 - b^3}{6\,p^2}\Big\{+(\sin^3\beta - \sin^3\alpha)\Big\}$$
$$+ \frac{(b+c)^5 - b^5}{80\,p^4}\Big\{-12(\sin^5\beta - \sin^5\alpha) + 15(\sin^7\beta - \sin^7\alpha)\Big\}$$
$$+ \frac{(b+c)^7 - b^7}{896\,p^6}\Big\{+120(\sin^7\beta - \sin^7\alpha) - 420(\sin^9\beta - \sin^9\alpha)$$
$$+315(\sin^{11}\beta - \sin^{11}\alpha)\Big\}.$$

Beide Werthe $Z$ und $Y$ convergiren für alle Punkte, die weiter von den Punkten der Axe entfernt sind, als $b + c$; so auch für Punkte auf der Axe selbst, die von $A$ oder $B$ weiter entfernt sind, als $b + c$. Für andere Punkte auf der Axe ist, wenn $Z$ der Abstand des angezogenen Punktes von der Mitte der Spirale ist:

$$Z = \frac{(b+c)^3 - b^3}{6\,(z^2 - f^2)^2}\Big[(z+f)^2 - (z-f)^2\Big]$$
$$+ 3\,\frac{(b+c)^5 - b^5}{40\,(z^2 - f^2)^4}\Big[(z+f)^4 - (z-f)^4\Big]$$
$$- 5\,\frac{(b+c)^7 - b^7}{112\,(z^2 - f^2)^6}\Big[(z+f)^6 - (z-f)^6\Big].$$

Diese Formel giebt die Werthe $Z$ für Punkte auf der Axe, für die $Z \geqq b + c + f$ ist. $Y$ ist für Punkte auf der Axe gleich Null.

77. Zu Thl. II, §. 206. Edelmann ändert den Dämpfer an dem von mir construirten Spiegelgalvanometer in der Weise ab, dass er von beiden Seiten in die Kupferhülse halbkugelförmig ausgedrehte Kupferfassungen einschiebt, so dass der kreisförmige Stahlmagnet oder Magnetring bei den Ablenkungen stets in gleicher Weise von Kupfermassen umgeben ist. Die Dämpfung bleibt sich dann für alle Ablenkungen des Magnets gleich. Da es zuweilen wünschenswerth ist, die Stärke der Dämpfung abzuändern, theilt Edelmann[1]) die Kupferhülse sowohl für lineare, wie für kreisförmige Magnete in eine untere, auf einem Zapfen

---

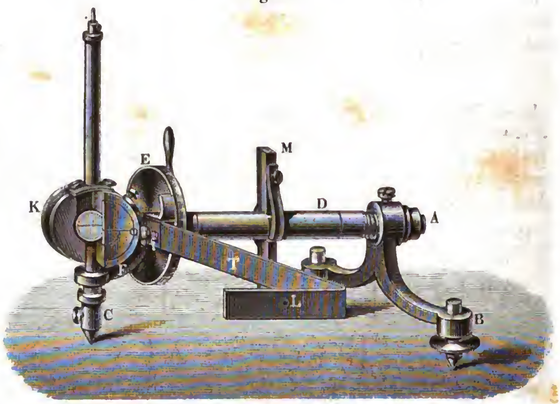
[1]) Edelmann, Carl Rep. Bd. VIII, S. 357. 1873.* Beschreibung eines Galvanometers nach dieser Construction ibid. S. 367.*

feststehende und eine obere bewegliche Hälfte, welche durch Schraubengänge an der oben an dem Gestell befestigten, die Coconfaden tragenden Röhre gehoben werden kann. Auch legt er in den Magnetring halbkugelförmige Metallstücke, die mit einer Rinne versehen sind, welche in den Ring passt, um hiermit Schwingungsversuche machen zu können.

Will man sich überzeugen, ob der Dämpfer nicht durch Eisengehalt die Nadel ablenkt, so dreht man, wie dies bei dem von mir construirten Galvanometer leicht geschehen kann, den Apparat um seine Axe und beobachtet, ob sich dadurch die Stellung der Nadel nicht ändert[1]).

78. Eine andere Abänderung der Spiegelbussole ist das Compensationsgalvanometer von Edelmann[2]) (Fig. 18). Bei demselben ist die

Fig. 18.




Kupferhülse *K* des Instrumentes auf einen Zapfen aufgesteckt, der auf einem zugleich als Klemmschraube dienenden metallenen Fusse *C* steht. An diesem Fuss ist ein Bügel *F* befestigt, der genau in einer die Axe der Kupferhülse schneidenden Horizontalebene, senkrecht gegen jene Axe einen horizontalen Cylinder *A* trägt, dessen Ende auf dem Zweifuss *B* ruht. Um die Kupferhülse sind die Drathwindungen direct gewunden, deren eines Ende mit der Hülse und so mit der Klemmschraube *C*, deren anderes mit einer besonderen Klemmschraube verbunden ist. Auf dem Cylinder *A* dreht sich in conischen Lagern eine conaxiale Röhre *D*, auf

---

[1]) Ein anderes Spiegelgalvanometer mit regulirbarer Dämpfung von V. v. Lang, Carl Rep. Bd. IX, S. 149. 1873*. — [2]) Edelmann, Carl. Rep. Bd. VIII, S. 26. 1872*.

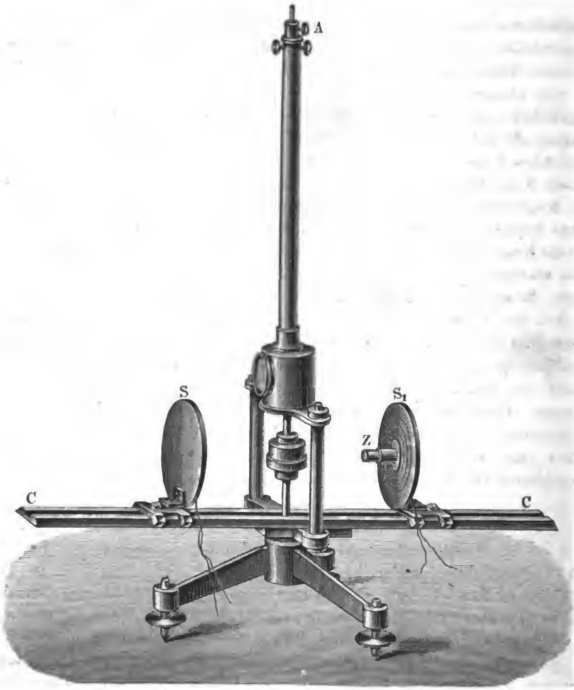
welcher ein compensirender Magnet *M* in radialer Richtung befestigt werden kann. *E* ist ein an einem Nonius laufender, auf die Röhre *D* aufgesetzter Theilkreis, durch welchen die Einstellung des Magnets *M* abgelesen werden kann. An der Kupferhülse *K* ist ausserdem ein Bügel *T* angebracht, der genau in der Richtung der Axe der Kupferhülse von einem kleinen Loch *L* durchbohrt ist und ebendaselbst auf der der Hülse zugekehrten Seite mit einem verticalen Strich versehen ist. Der in der Kupferhülse schwebende Magnet ist ringförmig und trägt in der Mitte einen in seiner Ebene liegenden Spiegel. Die Vorder- und Hinterseite der Hülse ist von planparallelen Glasplatten bedeckt, von denen die dem Loch *L* zugekehrte auf der oberen Hälfte als Spiegel belegt ist. Nimmt man Magnet *M* fort, so kann man durch Drehen der Hülse *K* auf dem sie tragenden Zapfen, bis man durch Loch *L* den auf Bügel *T* gezogenen Strich *S* im Magnetspiegel und letzterem Spiegel gerade sieht, die Axe der Kupferhülse genau senkrecht zur Richtung des magnetischen Meridians bringen. Der Magnetring trägt ausserdem eine nach unten, ebenso der die Kupferhülse tragende Zapfen eine nach oben gerichtete Spitze, so dass man hierdurch die Drehungsaxe des Magnetringes genau vertical machen kann. Bringt man nun Magnet *M* an seine Stelle und dreht ihn so lange, bis bei der Nullstellung des Kreises *E* der Magnetring keine Ablenkung zeigt, und leitet sodann einen Strom von der Intensität *i* durch die Drathwindungen, so muss man den Magnet *M* um einen Winkel $\varphi$ drehen, damit der abgelenkte Magnetring wieder in seine ursprüngliche Lage kommt. Dann ist $i = const\ sin\ \varphi$. Je nach Bedarf kann man bei verschiedenen Reihen von Messungen auch den compensirenden Magnet näher oder weiter von dem Magnetring in der Hülse anbringen oder verschieden starke compensirende Magnete verwenden [1]).

79. Edelmann's [2]) **Galvanometer für absolute Messungen** ist im Wesentlichen ganz ebenso construirt, wie die von Sauerwald ausgeführte Bussole (Fig. 19 a. f. S.) nach meinen Angaben. Die Einrichtung ist aus der Figur ohne Weiteres ersichtlich. Für absolute Messungen werden die Drathspiralen durch zwei Scheiben *S* und $S_1$ ersetzt, die durch Stellschrauben bei ihrer Verschiebung auf dem Schlitten *CC* einander völlig parallel gemacht werden können (man prüft dies durch Aneinanderbringen derselben und Zwischenschieben eines beiderseits abgerundeten Glasstabes oder eines Glaskeils). In die Ränder der Scheiben sind Rinnen eingedreht, in welche sehr dünner Kupferdrath (von $0{,}2^{mm}$ Dicke) in einer oder mehreren Windungen eingelegt wird. Die Scheiben sind an vier Stellen ihres Randes radial eingesägt, so dass dort der Drath frei liegt und man leicht den Durchmesser seiner Windungen bestimmen kann. Die Scheibe $S_1$ trägt den Hohlcylinder *Z*, in den ein genau cylindrischer

1) Die Zeichnungen Nr. 18 und 19 nach einer Originalskizze des Herrn Edelmann. — 2) Edelmann, Carl Rep. Bd. VIII, S. 80. 1872*.

Stahlmagnet als Ablenkungsstab eingelegt wird, dessen eine polirte Endfläche als Spiegel dient, um bei Aufhängung des Magnets für sich seine Schwingungen mittelst Scala und Fernrohr untersuchen zu können. Auf die den Faden tragende Messingröhre *A* kann ein Ring geschoben werden,

Fig. 19.




der ein zum Einlegen eines compensirenden Magnets bestimmtes Kästchen trägt (ähnlich wie die unterhalb der Sauerwald'schen Bussole angebrachte Compensationsvorrichtung).

80. W. Siemens construirt den Magnet für die Spiegelbussole aus einem am einen Ende halbkugelförmig geschlossenen, am anderen Ende offenen, $10^{mm}$ weiten, $30^{mm}$ langen Stahlrohr, welches an zwei gegenüberliegenden Stellen der Länge nach aufgeschlitzt ist und wie ein

Hufeisenmagnet magnetisirt wird. Dasselbe hängt vertical, mit dem offenen polaren Ende nach unten in einer Höhlung, die in verticaler Richtung in eine Kupferkugel bis etwas über ihren Mittelpunkt von oben aus gebohrt ist, und trägt oben an der Wölbung einen Stiel, an dem der Spiegel befestigt ist. Bei dem geringen Trägheitsmoment, der relativen Stärke der Magnetisirung und der Nähe der magnetischen Enden des Cylinders an der Kupfermasse ist die Dämpfung sehr bedeutend, so dass die Schwingungen auch schon ohne Astasirung aperiodisch sind ($\varepsilon$ erheblich grösser als $n$ wird, Gleichung 3, §. 187, Bd. II). Zugleich ändert sich bei verschiedenen Elongationen in Folge der symmetrischen Gestalt die Dämpfung nicht, während dies bei weiteren Elongationen bei dem in meiner Spiegelbussole angewandten Dämpfern der Fall ist. Wenn daher der Magnetring der letzteren aus weiteren Elongationen der Nulllage zu schwingt, so geht er in Folge dessen über die Nulllage hinaus, selbst wenn durch die Astasirung $\varepsilon = n$ gemacht wird, wo der Theorie nach die Nulllage nicht überschritten werden sollte. Dies ist bei dem Siemens'schen Magnet kaum der Fall.

Als beste Art der Astasirung empfiehlt E. du Bois-Reymond[1]) jetzt die Astasirung durch einen recht kräftigen, in der Richtung des Meridians liegenden Magnetstab, der auf den schwingenden Magnet aus entsprechend grosser Entfernung wirkt. Derselbe ruht auf einer fest und unabhängig von dem Beobachtungsinstrument angebrachten Leiste, auf der er vom Platz des Beobachters aus mittelst eines Schnurlaufes verschoben werden kann. Der Mittelpunkt des Stabes befindet sich entweder in einer durch den Mittelpunkt des schwingenden Magnets gelegten Aequatorialebene, wobei seine Längsrichtung auf der Längsrichtung der mit letzterer zusammenfallenden horizontalen Leiste senkrecht steht, oder in der Declinationsebene, wo seine Längsrichtung mit der der Leiste zusammenfällt. In letzterer Ebene kann der Stab auch in einer mehr oder weniger gegen die Horizontale geneigten Ebene (wie bei dem Spiegelgalvanometer von Lang (Thl. II, §. 206) geneigt werden.

Bei dieser Anordnung bleibt die einmal gefundene Stellung des Stabes für eine bestimmte Astasirung nahe constant, während bei der Astasirung durch einen nahe über oder unter dem schwingenden Magnet angebrachten Magnetstab je nach den Aenderungen der Declination Drehungen des letzteren um die Verticalaxe häufig erforderlich sind. Auch ist erstere Anordnung viel bequemer.

81. Zu Thl. II, §. 213. Aehnliche Berechnungen über die Bedingungen zur Erreichung des Maximums der magnetischen Wirkung von Drathspiralen von Winter. Phil. Magaz. (4) Vol. XLIV, p. 414. 1872*.

---

[1]) E. du Bois-Reymond, Monatsber. der Berl. Akad. 1874. S. 748*.

82. Zu Thl. II, §. 213. Berechnungen von Schwendler[1]) über die Art der Umwickelung eines Differentialgalvanometers zur Erreichung der grössten Empfindlichkeit bei gegebener Kette und bestimmten, zu vergleichenden Widerständen, z. B. von Etalons, ergeben u. A. auch das schon von Weber gefundene Resultat, dass der Widerstand jeder Windungsreihe $^1/_3$ des zu messenden Widerstandes sein muss. Die Rechnungen lassen sich mit Hülfe der bekannten Gleichungen der Stromverzweigung leicht durchführen.

83. Zu Thl. II, §. 227. Bei sehr empfindlichen Galvanometern bildet man die äusseren Windungen aus dickerem Drath, als die inneren, und macht die Zahl der ersteren geringer, indem man sie gegen die Mitte des Gewindes zusammenschiebt.

84. Zu Thl. II, §. 234. Das Verticalgalvanometer von Bourbouze[2]) besteht aus einer doppelt gewundenen, mit ihrer Axe vertical gestellten Drathspirale, in welcher auf einer Stahlschneide ein Magnetstab schwebt, der durch ein kleines Gegengewicht in horizontaler Lage erhalten wird und einen gegen seine Axe normalen, nach oben gerichteten Zeiger trägt, der auf einer Theilung spielt. Der Apparat kann um seine verticale Axe gedreht werden.

85. Alfr. M. Mayer[3]) verzeichnet auf der Glasglocke des Galvanometers eine verticale Gradtheilung und hängt die Nadeln an einen Aluminiumdrath, an dem ein leichter, an der Glasglocke vertical nach oben gebogener Neusilberdrath parallel zu den Nadeln angelöthet ist. An dem einen verticalen Ende wird ein Papierstückchen oder ein Stück geschwärzten, mit verticalen Strichen versehenen dünnen Glases angebracht und durch ein kleines Gegengewicht äquilibrirt. Das Bild desselben kann auf gewöhnliche Art auf die Wand projicirt werden.

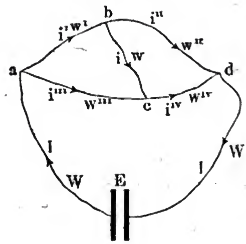
Bei einer anderen Einrichtung lässt Alfr. M. Mayer[4]) die Nadel auf einer Spitze in der Mitte einer auf Glas photographirten Theilung schweben, leitet durch einen unterhalb angebrachten, im Winkel von 45° gegen den Horizont geneigten Spiegel und eine Linse das Licht auf die Nadel und projicirt oberhalb durch eine gleiche Vorrichtung das Bild der Nadel und des Kreises auf die Wand. Oestlich und westlich von der Nadel werden die ablenkenden (in einer Ebene gewundenen) Spiralen aufgestellt.

---

[1]) Schwendler, Journ. Asiat. Soc. of Bengal. Vol. XLI, Pt. II. 1872; Phil. Mag. (4) Vol. XLIII, p. 480; XLIV, p. 161. 1872*; Pogg. Ann. Bd. CXLVIII, S. 270*. — [2]) Bourbouze, Mondes T. XXVII, p. 448. 1872*. Carl Repert. Bd. VIII, S. 242*. — [3]) Alfr. M. Mayer, Carl Rep. Bd. IX, S. 65. 1873*. — [4]) Alfred M. Meyer, Phil. Mag, [4] Vol. XLIV, p. 25. Carl. Rep. Bd. VIII, S. 133. 1872*.

86. Zu Thl. II, §. 237. Schaltet man den Multiplicator eines Galvanometers in den Zweig *bd* der Wheatstone'schen Brücke, Fig. 20, ein, unterbricht die Brückenleitung *bc* durch einen Schlüssel und ändert die Widerstände der Zweige *ab*, *ac*, *cd* so lange ab, bis bei Einschaltung grösserer oder kleinerer Widerstände in die Brückenleitung *bc* der Ausschlag des Galvanometers ungeändert bleibt, so fliesst durch die Brücke kein Strom und es sind wiederum die Widerstände der Zweige $w^{I} : w^{II} = w^{III} : w^{IV}$, woraus sich der Widerstand $w^{II}$ des Galvanometers herleiten lässt[1]), ohne dass man es von seiner Stelle zu nehmen braucht.

Fig. 20.




87. Zu Thl. II, §. 257. Herwig[2]) hat untersucht, welchen störenden Einfluss die elektrostatischen Ladungen der Oberflächen der Dräthe eines Elektrodynamometers beim Hindurchleiten des Stromes auf seine Angaben ausüben können.

Er verband den einen Pol einer Batterie mit dem einen Ende der Bifilarrolle eines Elektrodynamometers, dessen bewegliche und feste Rolle resp. mit 14615 und 12247 Windungen feinsten Kupferdrathes bedeckt waren. Der Strom wurde dann mittelst eines Umschalters in zwei verschiedenen Arten weiter geleitet: 1) durch die Windungen der festen Rolle, durch einen gegen ihren Widerstand und den der Bifilarrolle zusammen grossen Widerstand (ein, im Ganzen über $5^{m}$ langes, $11^{mm}$ dickes, mit neutraler Zinkvitriollösung gefülltes und mit amalgamirten Zinkelektroden versehenes Glasröhrensystem) und zurück zur Säule, so dass beide Rollen dicht hintereinander in dem Schliessungskreis sich befanden und die Ladung ihrer Oberflächen mit statischer Elektricität mehr gleich war, sodann 2) durch den grossen Widerstand und dann erst durch die feste Rolle, so dass die Oberflächenladung beider Rollen gleich aber entgegengesetzt war.

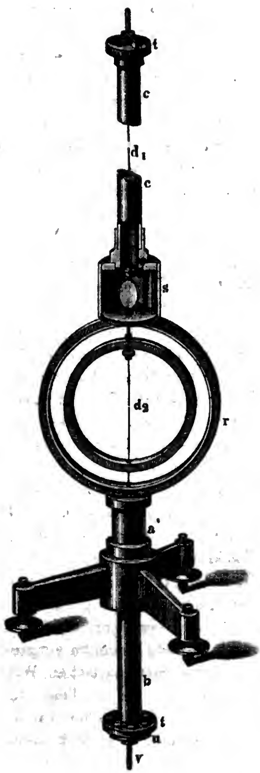
Wenn die Ebene der Bifilarrolle einen kleinen Winkel mit der Ebene der Multiplicatorrolle machte, den der hindurchgeleitete Strom zu vergrössern strebte, so musste im ersten Fall in Folge der elektrostatischen Wirkungen die Ablenkung grösser werden, als im zweiten. In der That ergaben sich in beiden Fällen bei Anwendung von 36 Grove'schen Elementen die Ablenkungen 286,5 und 281,6 an der dem Spiegel des Dynamometers gegenübergestellten Scala. Sind die Rollen mit ihren Ebenen gegen einander senkrecht gestellt, und wird der Strom in solcher Richtung hindurchgeleitet, dass sie sich anziehen, so tritt das entgegengesetzte

---

1) W. Thomson, Proceed. Roy Soc. 1871. Jan. 19. — 2) Herwig, Pogg. Ann. Bd. CXLIX, S. 44. 1873*.

Verhalten ein. So betrugen z. B. in beiden Fällen die Ablenkungen 700,2 und 702,7$^{mm}$. Da indess die geladenen Theile hier weiter von einander entfernt sind, ist die elektrostatische Wirkung kleiner. Es ist also in Fällen, wie den hier erwähnten, die elektrostatische Wirkung der Ladungen bei Messungen mit dem Dynamometer, namentlich bei mehr paralleler Stellung der Rollen und bei grösseren Stromintensitäten, nicht ganz zu vernachlässigen.

Fig. 21.




88. Edelmann[1]) verwandelt das Bifilardynamometer in ein Torsionsdynamometer, bei welchem event. die Uebelstände der Bifilarsuspension leichterer Drathrollen u. s. f. (vgl. Thl. II. §. 257) vermieden werden können. In einem Dreifuss von Messing (Fig. 21) dreht sich ein von oben nach unten durchbohrter Conus, der oben einen Messingring *r*, das Spiegelgehäuse *s* und die den Torsionskopf tragende Röhre *c*, unten die Röhre *b* trägt, an die unterhalb eine in der Mitte durchbohrte Scheibe *t* gelöthet ist. In dem Ring *r* hängt das sehr leichte Solenoid, bestehend aus Aluminiumdrath, der auf eine Fassung von Hartgummi gewickelt ist, an einem dünnen Messingdrath $d_1$ (besser wäre wegen der elastischen Nachwirkung harter Neusilberdrath). An dem oberen Theil des Solenoids ist ein zweiter dünner Messingdrath $d_2$ befestigt, der durch den unteren Theil desselben hindurchgeht und unten an einem Messingstab *v* befestigt ist, der unter der Scheibe *t* eine durch eine Messingschraube verstellbare Messingplatte *u* trägt. Schwingt dieselbe frei, so kann man den Drath sich detoriren lassen. Nachher wird die Platte *u* durch 2 mal drei von oben und unten wirkende Schrauben an Platte *t* befestigt. Ueber das Ganze

---

[1]) Nach einer gefälligen Originalmittheilung des Herrn Edelmann.

kommt ein Glasgehäuse. In den Ring $r$ kann noch eine feste Multiplicatorrolle eingelegt werden. Der Strom wird durch das Solenoid mittelst der Dräthe $d_1$ und $d_2$ hindurchgeleitet.

Die von den Windungen des Solenoids umspannte Fläche wird entweder gemessen, indem man dasselbe aus dem Apparat löst und um eine messbare, mittlere Entfernung $e$ östlich oder westlich vor dem Apparat aufstellt, in den man eine Magnetnadel einhängt, und dann durch das Solenoid und zugleich durch irgend einen Messapparat, der die Intensität in absolutem Maass zu messen gestattet, z. B. durch das absolute Galvanometer von Edelmann einen Strom leitet. Ist die Intensität desselben $I$, die horizontale Componente des Erdmagnetismus $H$, die Ablenkung der Magnetnadel $\varphi$, die mittlere Entfernung der Windungen von ihrer Mitte $e$, ihre Länge $\lambda$, $n$ und $r$ die Zahl und der mittlere Radius der Windungen, so ist

$$I = \frac{H tg\,\varphi}{n r^2}\left(e^2 + r^2\right)^{3/2}\left(1 + {}^3/_2\,\frac{\lambda^2}{e^2 + r^2}\right),$$

woraus sich der Flächeninhalt $n r^2 \pi$ berechnen lässt.

89. Zu Thl. II, §. 308. Jamin[1]) hat eine Anzahl von Stahlstäben auf ihren temporären und permanenten Magnetismus untersucht, indem er von ihrem Ende einen Eisendrath von 1$^{mm}$ Querschnitt und von solcher Länge abriss, dass sie als unendlich anzusehen war. Die zum Abreissen erforderlichen Kräfte sind der Länge $l$ der Stäbe proportional, so dass sich durch Division derselben mit $l$ die „Polaritätscoëfficienten" $T$ und $P$ für die temporäre und permanente Magnetisirung für gleich lange Stäbe ergaben, wie folgt:

| | Kohlenarmer u. mittlerer Stahl. | | Kohlenreicher Stahl. | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | Gussstahl. | | desgl. ausgezogen. | | desgl. gehämmert. | | Wolframst. | |
| | $T$ | $P$ | $T$ | $P$ | $T$ | $P$ | $T$ | $P$ | $T$ | $P$ |
| bei Rothgluth gehärtet . | 0,66 | 0,22 | 0,63 | 0,12 | 0,70 | 0,12 | 0,08 | 0,01 | 0,20 | 0,13 |
| gelb angelassen . . . . | — | — | 0,86 | 0,25 | 1,12 | 0,24 | 0,17 | 0,07 | 0,64 | 0,30 |
| erstes Blau . . . . . . . | 1,92 | 0,20 | — | — | — | — | 0,33 | 0,12 | — | — |
| hellblau . . . . . . . . . | — | — | 1,11 | 0,16 | 1,27 | 1,17 | 0,83 | 0,16 | 1,16 | 0,32 |
| zweites Blau . . . . . . | — | — | — | — | — | — | 1,23 | 0,28 | — | — |
| im Ofen erhitzt . . . . | 1,52 | 0,01 | — | 0,14 | 0,50 | 0,10 | 1,49 | 0,13 | 1,55 | 0,19 |

1) Jamin, Compt. rend. T. LXXVII, p. 89. 1873*.

Mittlere und kohlenstoffarme Stahlsorten muss man also härten, ohne sie nachher anzulassen, an Kohlenstoff reiche Stahlsorten und gehämmerte, die sehr hart werden, muss man anlassen, je nach der Härte weniger oder stärker, um ihnen eine möglichst grosse permanente Magnetisirung ertheilen zu können.

90. Zu Thl. II, §. 314. Die schon im Jahre 1857 (vgl. Thl. II, §. 314) von mir mitgetheilte Beobachtung, dass ein magnetisirter und dann durch einen schwächeren Gegenstrom entmagnetisirter Stahlmagnet sich gegen neue, magnetisirende und entmagnetisirende Ströme verschieden verhält, ist von Jamin[1]) im Jahre 1872 als neu publicirt worden. Die von ihm angenommene, nunmehr doch wohl veraltete Vorstellung, dass hierbei die aufeinander folgenden Magnetisirungen nach einander in das Innere eindringen, und so die Magnetisirungen beim Entmagnetisiren nur dissimulirt sind, ist schon von Marianini (§. 336) ausgesprochen, stimmt aber ebenso wenig mit den bekannten Gesetzen der Fernewirkung des Magnetismus, wie mit den Erfahrungen über das mechanische Verhalten der Magnete. Auch Gaugain[2]) hält jene Beobachtungen für neu, und überträgt sie auf geschlossene Elektromagnete. Auch er nimmt die Uebereinanderlagerung verschiedener Schichten an. — Lässt man auf einen Magnet abwechselnd magnetisirende und entmagnetisirende Ströme von abnehmender Intensität einwirken, so kann man ihn dadurch dem ursprünglichen unmagnetischen Zustand näher bringen, wenn auch ihn nicht völlig in denselben zurückführen. Nach Gaugain würde die Intensität dieser Ströme z. B. nach einander 18610, —13513, 9901, —8204, 6993, —5997, 5161, —4512, 4061, —3388, 2871, —2540, 2250, —1808 sein[3]).

91. Zu Thl. II, §. 328. Maxwell[4]) ändert die Theorie von Weber durch die Annahme ab, wenn die Ablenkung $\beta$ des magnetischen Moleküls aus seiner Gleichgewichtslage kleiner als ein gemessener Winkel $\beta_0$ ist, dass dann nach Aufhören der wirkenden Kraft das Molekül völlig in seine Gleichgewichtslage zurückkehrt; bei grösseren Ablenkungswinkeln aber eine Ablenkung $\beta - \beta_0$ beibehält. Hiernach müsste bei kleinen magnetisirenden Kräften der permanente Magnetismus Null sein, was mit der Erfahrung nicht übereinstimmt.

92. Zu Thl. II, §. 381 u. flgde. Die von Marianini ausgesprochene Vorstellung über den dissimulirten Magnetismus hält Jamin[5]) auch in Betreff der Schwächung der Magnetismen einzelner magnetischer

[1]) Jamin, Compt. rend. T. LXXV, p. 1796. 1872*. — [2]) Gaugain, Compt. rend. T. LXXVII, p. 1074. 1873*. — [3]) Aehnliche Versuche über die Tragkraft geschlossener Magnete bei abwechselnd gerichteten Strömen von Wilson, Phil. Mag. [4] Vol. XLIII, p. 475. — [4]) Maxwell, Treatise Vol. II, p. 79. 1873*. — [5]) Jamin, Compt. rend. T. LXXV, p. 1672. 1872*.

Lamellen fest, welche in gleicher Lage übereinander gelegt werden; es sollen die Magnetismen jeder Lamelle hierbei die benachbarten gleichnamigen der nebenliegenden in das Innere derselben hineintreiben und ihre Wirkung bei einer neuen Magnetisirung im gleichen Sinne addiren u. s. f., bei einer entgegengesetzten durch eine gleiche aber entgegengesetzte Kraft subtrahiren, woher sie dann schwächer entgegengesetzt magnetisch werden. — Ebenso bekannt ist, dass ein aus Lamellen zusammengesetzter Magnet nicht die Summe der Tragkraft der einzelnen Lamellen hat, und, wenn man jede Lamelle vor dem Zusammenlegen mit einem Anker schliesst, und so die Wirkung des freien Magnetismus nach aussen neutralisirt wird, dass dann nach dem Zusammenlegen die Lamellen die Summe ihrer Tragkräfte behalten; nach dem Abreissen der vereinten Anker aber die Schwächung wie früher hervortreten muss. Mit wachsender Zahl der Lamellen wird hierbei in Folge der gegenseitigen Schwächung ein Maximum der Magnetisirung erreicht, man hat, wie Jamin sagt, den „Normalmagnet“ erreicht. Die Zahl der zur Erreichung dieses Maximums erforderlichen Lamellen soll der Länge des Bündels proportional sein [1]).

Diese Magnetisirung der Lamellen, sowohl am Ende, wie an anderen Stellen wird durch Abreissen einer kleinen Kugel bestimmt. Wie längst bekannt, ist freier Magnetismus kaum in der Mitte, sondern nur an den Enden zu finden. Bei Uebereinanderlagerung mehrerer Lamellen tritt derselbe dann auch mehr gegen die Mitte hervor. Die Anziehung $A$ der Kugel am Ende ist nahe zu der Länge $l$ der Stäbe, also der freie Magnetismus am Ende der Stäbe $M$ nahezu $\sqrt{l}$ proportional.

Bei einem Normalmagnet soll in verschiedenen Abständen $x$ von der Mitte $A = const. x^2$, also $M = const. x$, d. h. dem Abstand von der Mitte proportional sein. Die Pole des Stabes lägen auf $^1/_3$ der halben Länge vom Ende. In diesem Fall wäre also der gesammte freie Magnetismus $M = const. l^{3/2}$.

Auf der Breite der Lamellen soll sich der freie Magnetismus kaum ändern. Ist dieselbe gleich $a$, die Dicke $e$, die Zahl der Lamellen $n$, so soll

$$M = 2(a + ne) k l^{3/2}$$

sein, wo $k$ eine Constante ist. Wird an die Lamellen ein Anker gelegt, der alle Stellen berührte, an denen sich freier Magnetismus befindet, so ist die Tragkraft $T = M^2 = 4(a + ne)^2 k^2 l^3 . const.$ Bei kleineren Ankern soll der ganze freie Magnetismus zu der Contactfläche hingezogen werden, wenn sie genügend gross ist. Für die Einheit der Fläche $S$ derselben wäre also der freie Magnetismus $\frac{M}{S}$, die Tragkraft $\left(\frac{M}{S}\right)^2$, also die Tragkraft für die Fläche $S$ gleich $\frac{M^2}{S} = \frac{1}{S} . 4k(a + ne)^2 l^3$. Indess ist letztere Betrachtung doch wohl nur annähernd richtig.

[1]) Jamin, Compt. rend. T. LXXVI, p. 789. 1873*.

Dass ein aus getrennten Lamellen oder Dräthen bestehender Magnet, namentlich wenn dieselben durch einen kleinen Zwischenraum von einander getrennt sind, eine bedeutendere Tragkraft besitzt, als ein gleich schwerer massiver Magnet, ist schon Thl. II, §. 377 angeführt. Auch hat man schon lange Eisenschuhe vor die Enden der Lamellarmagnete vorgelegt, wodurch die schwächende Wechselwirkung der namentlich an den Enden der Lamellen angehäuften freien Magnetismen der Lamellen vermindert wird.

Jamin[1]) hat mittelst dieser Hülfsmittel sehr starke Magnete hergestellt. Er befestigt zwei Armaturen von je 16 Kilogramm Gewicht, 11 Ctm. Breite und $20^{mm}$ Dicke neben einander in einem Abstand von 12 Ctm. durch Kupferbügel, so dass sie ihre horizontalen Flächen nach unten kehren, auf der äusseren Seite aber einen allmählich dünner werdenden Fortsatz nach oben erhalten. An die Armaturen wird unten ein 13 Kilogramm schwerer, cubischer Anker gelegt. Zwischen die Armaturen wird eine $1{,}20^{m}$ lange, elastische Uförmig gebogene Stahlplatte gelegt und von aussen festgeschraubt. In dieselbe werden ähnliche, Uförmig gebogene, zum Maximum magnetisirte Lamellen eingelegt, die sich unten auf die Armaturen stützen. Dann betrug die Kraft $F$ vor und $F_1$ nach dem ersten Abreissen des Ankers bei verschiedener Zahl $n$ der Lamellen:

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $n$ | 20 | 30 | 40 | 45 | 50 | 55 |
| $F$ | $175^K$ | 316 | 460 | 558 | 600 | 680 |
| $F_1$ | 154 | 280 | 376 | 460 | 475 | 495 |

Bis zur Anwendung von 40 bis 55 Lamellen wächst noch die Tragkraft $F$, während $F_1$ schon nahezu constant bleibt. Dann erscheint freier Magnetismus auf der Oberfläche des Magnetes. Das Gewicht des Magnetes bei 45 Lamellen beträgt 46 Kilogramm. Die Tragkraft ist also sehr bedeutend. Sie kann bis auf das 20fache des Gewichtes der Magnete gesteigert werden.

93. Zu Thl. II, §. 397. Versuche über die Vertheilung des freien Magnetismus in Stahlstäben durch Ablenkung von Magnetnadeln, die vor ihnen in verschiedenen Entfernungen aufgestellt werden, sind auch von Airy[2]) angestellt und von Stuart berechnet worden.

94. Zu Thl. II, §. 406 u. flgde. Jamin und Gaugain haben Versuche über die Vertheilung der Momente und des freien Magnetismus in Systemen angestellt, die nicht an allen Stellen gleichen magnetisirenden Kräften ausgesetzt sind. Jamin[3]) bestimmt den freien Magnetismus durch die nicht sehr vollkommene Methode des Abreissens eines kleinen Elek-

---

[1]) Jamin, Compt. rend. T. LXXVI, p. 1153. 1873*; auch Carl Rep. Bd IX, S. 253*. — [2]) Airy, Phil. Mag. [4] Vol. XLVI, p. 221. 1873*; Stuart, ibid. p. 231*. — [3]) Jamin, Compt. rend. T. LXXV, p. 1572. 1672. 1872*.

tromagnetes, in dessen Spirale Inductionsströme entstehen, oder einer Eisenkugel von den einzelnen Stellen der Magnete. Er zeigt z. B., dass in einem Magnetstab der freie Magnetismus an den Enden im Maximum ist, beim Anlegen von Eisenmassen aber von den Enden gegen die Mitte hin erst wächst und dann bis zu denselben wieder abnimmt.

Er umgiebt ferner die beiden Schenkel eines aus einem $8^{mm}$ dicken, 10 Ctm. breiten, 75 Ctm. langen Stahlstab gebogenen Hufeisenmagnetes mit zwei kurzen, 8 Ctm. langen Spiralen, durch die er einen Strom leitet, und die er an einer Stelle etwa 10 bis 20 mal hin und her schiebt. Dann entstehen an den Enden ihrer Verschiebungen gegen die freien Enden der Schenkel zwei entgegengesetzte Pole, die man durch Abreissen der Eisenkugel bestimmen kann. Die freien Magnetismen wachsen allmählich bis zu dem Punkt, bis wohin die Spirale vorgeschritten ist, und nehmen dann wieder bis zu den freien Enden ab. Die Vertheilung wird durch die Ordinaten einer Curve dargestellt, die sich bis zu den Enden des Stabes erstreckt und dort gewissermaassen zurückbiegt, so dass der Magnetismus an jeder Stelle gleich der Summe zweier Ordinaten dieser Curve ist. Werden die Magnetisirungsspiralen bis an das Ende der Schenkel geschoben, so fällt die grösste Ordinate der Curve dorthin, so dass also dann der Magnetismus an jeder Stelle der doppelten Ordinate gleich wäre (was ganz der Berechnungsart von Lamont §. 358 u. flgde. entspricht).

Wird ein Eisenstab an einen Magnetpol gelegt, so zeigt er nach Jamin auf seiner ganzen Länge die Polarität dieses Pols; in einiger Entfernung vor dem Magnetpol hingelegt hat er gegenüber dem Nordpol des Magnetes einen Südpol und am anderen Ende einen Nordpol. Es muss also eine intermediäre Stellung geben, wo die genäherte Seite desselben unmagnetisch erscheint. Natürlich wirkt diese Vertheilung auf den Magnet zurück, und die Vertheilung in demselben ändert sich namentlich bei wiederholten Erschütterungen[1]) (vgl. §. 411).

Gaugain[2]) bestimmt durch die Inductionsströme in einer kleineren Spirale, die auf die verschiedenen Stellen der Magnete geschoben wird, beim Verschwinden des Magnetismus derselben das Moment daselbst (oder, wie er es nennt, die courbe de desaimantation.) Er hat dabei die Verstärkung der Momente eines Magnetes beim Anlegen von Eisenmassen an die Enden, die Veränderungen der Momente seiner Theile beim seitlichen Aufsetzen von Eisenstäben oder Hufeisenmagneten, die Vertheilung der Momente in einem offenen Hufeisen, auf dessen Enden zwei kürzere Spiralen geschoben sind (zwei Maxima in den Spiralen), die geringe Aenderung des Momentes eines Stahlmagnetes, die grosse Aenderung bei einem weichen Eisenmagnet beim Abreissen des Ankers u. s. f. gemessen.

---

[1]) Aehnliche Versuche über die Aenderung der Vertheilung von Trève, Compt. rend. T. LXXV, p. 1508. 1708 1872*; vgl. auch du Moncel, Compt. rend. T. LXXVI, p. 280. T. LXXVII, p. 113. 1873*. — [2]) Gaugain, Compt. rend. T. LXXVI, p. 86. 1872*; T. LXXVII, p. 587, 702, 1074, 1465. 1873*.

Er findet, dass nach Auflegen des Ankers der Magnetismus eines Hufeisenelektromagnetes sich noch längere Zeit ändert, dass ohne neue Magnetisirung bei wiederholtem Abreissen des Ankers ein Eisenmagnet allmählich einen constanten permanenten Magnetismus zeigt; dass dieser bei wiederholtem Magnetisiren des Magnetes bei gleichem Verfahren (nicht nur durch wiederholtes Oeffnen und Schliessen des Stromes) wächst u. s. f.

95. Zu Thl. II, §. 448. Rowland[1]) hat den Magnetismus geschlossener Eisen-, Nickel- und Stahlringe von kreisförmigem Querschnitt bestimmt, welche mit einer Spirale umgeben waren. Der magnetisirende Strom wurde durch einen Commutator, eine Tangentenbussole, sodann durch einen zweiten Commutator, verschiedene Widerstandsrollen und die Spirale geleitet. Auf den Eisenring war ausserdem eine kleine, mit einem Galvanometer verbundene Spirale von $n_1$ Windungen geschoben, in der beim Umkehren der Richtung des magnetisirenden Stromes ein Strom inducirt wurde, dessen Intensität $i_1$ gemessen wurde. Jeder Ring darf nur einmal bei aufsteigender Magnetisirung untersucht werden.

Zur absoluten Messung war in den Kreis des inducirten Stromes noch ein Drathring von $n$ Windungen und dem Radius $R$ eingeschaltet, der auf einer horizontalen Ebene lag und beim Umkehren um 180° einen Strom von der Intensität $i$ lieferte. Ist $E$ die Gesammtkraft des Erdmagnetismus, $\varphi$ der Inclinationswinkel, ist $Q$ dem Moment des Ringes unter der Inductionsspirale proportional, so ergiebt sich

$$\frac{2 n_1 Q}{2 n \pi R^2 E \sin \varphi} = \frac{i_1}{i},$$

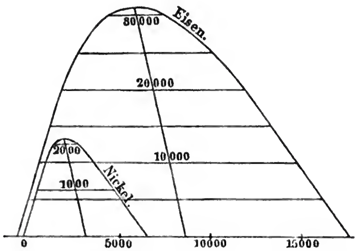
woraus sich $Q$ berechnen lässt (welcher Werth der Zahl der Kraftlinien entspricht, die durch die Inductionsspirale hindurchgehen). Aus dem Werth $Q$ lässt sich die Magnetisirungsfunction $\mu = \frac{Q}{4 \pi a M}$, wo $M$ die gesammte magnetisirende Kraft der Spirale ist, oder die von Poisson aufgestellte Magnetisirungsfunction $k$ ableiten, welche aus der Gleichung $\mu = \frac{1 + 2k}{1 - k}$ erhalten wird.

Es wurde erst der magnetisirende Strom geöffnet. Der Inductionsstrom ergab die Differenz des temporären und remanenten Magnetismus. Sodann wurde der Strom umgekehrt. Auf diese Weise ergab sich die temporäre Magnetisirung allein. Die Differenz giebt den remanenten Magnetismus. Indess ist hier vorausgesetzt, dass bei Umkehrung der Stromesrichtung der Magnetring die gleiche, aber entgegengesetzte Magnetisirung annimmt, wie vorher, was nicht ganz richtig ist. Die Versuche ergaben das schon früher beobachtete, erst schnellere, dann langsamere Ansteigen der Magnetisirung mit Wachsen der magnetisirenden Kraft. Werden die Magnetismen als Abscissen, die Werthe $\mu$ als Ordi-

[1]) Rowland, Phil. Mag. [4] Vol. XLVI, p. 140. 1873*.

naten verzeichnet, so erhält man die Curve (Fig. 22), bei der alle Halbirungspunkte der der Abscissenaxe parallelen, die Curve schneidenden Linien wesentlich auf einer geraden Linie liegen.

Fig. 22.




Nimmt man mit Maxwell (vgl. §. 1237) an, dass die Spannung in dem Ringe für die Flächeneinheit $\frac{Q^2}{4\pi}$ ist, so würden Magnete von gutem Eisen im Maximum der Magnetisirung 354 Pfund, von Nickel 46 Pfund auf den Quadratzoll tragen.

96. Zu Thl. II, §. 449. Wird ein Elektromagnet durch einen Strom von der Intensität $I = 39594$ magnetisirt und nach Oeffnen des Stromes der Anker abgerissen, so zeigt ein Galvanometer, welches mit einer um den Magnet gelegten Spirale verbunden ist, eine bestimmte Ablenkung (45⁰). Wird dann der Elektromagnet durch schwächere Ströme ($I = 12069$, 6993, 5161) wiederum magnetisirt, und der Anker abgerissen, so steigt die Intensität des Inductionsstromes (auf 52,9; 56,5; 57,9). Wird wieder der erste Strom angewendet, so erhält man beim Abreissen die frühere Intensität (45⁰). Es ist dies ein Beweis, dass die Differenz des remanenten und permanenten Magnetismus bei schwächeren temporären Magnetisirungen grösser ist, als bei stärkeren; wie sich auch von vornherein erwarten lässt, da die gegenseitige Richtkraft der Theilchen in dem geschlossenen Kreise namentlich bei schwächeren temporären Magnetisirungen stark hervortritt, also das totale temporäre Moment mit wachsender Stromstärke langsamer zunimmt (vergl. §. 449).

Wird der Anker nur langsam seitlich abgezogen, so zeigt sich dies Verhältniss nicht, da dabei die magnetischen Moleküle weniger erschüttert werden, durch ihre langsamere Drehung länger andauernde und weniger intensive Inductionsströme erzeugen, und so das permanente Moment grösser bleibt.

Die Erklärung von Gaugain [1]), dass sich bei wiederholter Einwirkung der Ströme immer neue magnetische Moleküle richten, die zu den stehen gebliebenen, früher gerichteten hinzutreten, ist nicht wohl haltbar, da die magnetisirenden Kräfte stets auf dieselben Moleküle in gleicher Art, nur mehr oder weniger stark einwirken.

97. Zu Thl. II, §. 504. Aehnliche Versuche, wie Beetz, nur in grösserem Maassstabe, hat Alfred M. Mayer [2]) angestellt. Die horizontalen Stäbe

[1]) Gaugain, Compt. rend. T. LXXVII, p. 1465. 1873*. — [2]) Alfred M. Mayer, Phil. Mag. [4] Vol. XLVI, p. 177. 1873*.

waren dabei ganz von der magnetisirenden Spirale umgeben. Die Länge derselben betrug 60,25 Zoll, ihr innerer und äusserer Durchmesser 0,8 und 1,75 Zoll. Die Länge der Stäbe betrug 60 Zoll, ihr Durchmesser 0,5 Zoll. Sie wurden an zwei Stellen durch zwei Spiralfedern unterstützt, um ihre Biegung zu verhüten, und vor dem Gebrauch auf ihren Magnetismus untersucht. Waren sie magnetisch, so wurden sie mit ihrem Südpol nach unten gerichtet geschlagen, bis sie keine Anzeichen von Magnetismus mehr gaben. (Dass sie sich dabei nicht mehr wie ganz frische, unmagnetische Stäbe verhalten, wäre zu beachten.) Die Magnetisirungsspirale mit den Eisenstäben wurde in der Richtung des magnetischen Meridians aufgestellt, und der Strom in der Richtung hindurchgeleitet, dass die Stäbe dadurch in gleichem Sinne magnetisirt wurden, wie durch den Erdmagnetismus. Nach diesen Versuchen dehnt sich ein Eisenstab beim Schliessen des ersten umgebenden Stromes aus; bei dem Oeffnen zieht er sich nicht ganz so weit zusammen, wie er sich ausgedehnt hat. Also bewirkt der permanente Magnetismus eine Verlängerung. Wird der Strom wieder geschlossen, so dehnt sich der Stab weniger als das erste Mal aus; dann bleibt er constant. Bei wiederholten Einwirkungen zeigt sich indess in Folge der Erwärmung eine dauernde Verlängerung.

Mit wachsender Stromintensität nimmt die Verlängerung der Stäbe zu, und zwar unabhängig, ob dieselbe schnell oder langsam anwächst; bei der Abnahme der Stromintensität ziehen sie sich selbstverständlich weniger zusammen, als sie sich ausgedehnt haben.

Verschiedene Eisensorten geben verschiedene Resultate.

Stahlstäbe verhalten sich anders. Weichere Stahlstäbe dehnen sich beim Magnetisiren aus (z. B. um 0,8 Theilstriche der Scala), und dehnen sich beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes nochmals aus (um 0,6 Theile). Bei wiederholtem Schliessen ziehen sie sich (um 0,25) zusammen und dehnen sich beim Oeffnen (um 0,25) aus. Ein harter Stahlstab zieht sich bei der ersten Magnetisirung zusammen (um 0,4) und dehnt sich beim Oeffnen des Stromes (um 0,25) aus. Beim zweiten Schliessen zieht sich der Stab (um 0,2) zusammen und dehnt sich beim Oeffnen um ebensoviel aus u. s. f.

Wie weit diese Erscheinungen auf den §. 504 erwähnten Nebenursachen beruhen oder magnetischen Umlagerungen der Moleküle zuzuschreiben sind, ist noch nicht zu entscheiden.

Durch Reflexion des vom Spiegel am Ende der Stäbe reflectirten Lichtes auf eine rotirende, mit empfindlichem Collodium überzogene Glasplatte, so dass sich das Bild bei der Längenveränderung der Stäbe in radialer Richtung verschiebt, kann durch Beobachtung der verzeichneten Curve nachgewiesen werden, dass die Verlängerung bei starken Kräften schneller geschieht, als bei schwächeren, und die Contraction langsamer vor sich geht. Die Zeiten betragen etwa $^1/_{20}$ bis $^1/_{10}$ Secunde.

98. Zu Thl. II, §. 536. Wild[1]) fand die von Dufour gemachte Beobachtung nicht bestätigt, dass der Coëfficient der Aenderung des permanenten Magnetismus mit der Temperatur kleiner ist, wenn der Magnetstab bei höherer Temperatur magnetisirt ist, als die Beobachtungstemperatur, und dann 20 bis 30 mal innerhalb weiterer, über die Beobachtungstemperaturen hinaus gehenden Grenzen erwärmt und abgekühlt ist. In wie weit die abweichenden Resultate von der verschiedenen Härte der benutzten Magnete, event. von einer vorhergegangenen Magnetisirung herrühren, muss weiteren Untersuchungen überlassen werden.

99. Wird ein harter Stahlstab stark erhitzt, dann in einem Sandbade bis zur Blaufärbung abgekühlt und in einer Spirale magnetisirt, so ist nach Jamin[2]) seine permanente Tragkraft (109) grösser, wenn der magnetisirende Strom vor dem Erkalten geöffnet wird, als wenn der Stab nach der Abkühlung magnetisirt wird (54). Indess nimmt die Tragkraft $T$ schnell mit der Zeit und wiederholtem Abreissen ab, und zwar nach dem Gesetz der Curve $T = e^{-ax}$. Wird der Stab von Neuem bei niederer Temperatur magnetisirt, so wird der temporäre Magnetismus grösser, der permanente kleiner; er verliert sich aber langsam bei wiederholten Abreissen, so dass der Stab zuletzt doch noch einen grösseren permanenten Magnetismus behält.

100. Zu Thl. II, §. 673. Versuche von Jegorof[3]), nach denen die magnetische Drehung der Polarisationsebene im Faraday'schen Glase bei Umgeben desselben mit Wasser kleiner ist, als mit Luft, in schwacher Lösung von Eisenvitriol (1 Proc. Salz) beim Umgeben mit starker Lösung (16 Proc.) stärker ist, als in Luft, ebenso beim Einsenken der starken Lösung in schwache; die Drehung mit dem Röhrendurchmesser wächst, und in Zuckerlösung eine bleibende Verrückung der Polarisationsebene erzeugt wird, bedürfen zur Elimination von secundären Einflüssen der Wiederholung.

101. Zu Thl. II, §. 691. Als Jacobi[4]) auf zwei gleiche, verkupferte Wachskerzen als negative Elektroden in zwei Gläsern aus einer Lösung von 135 Thln. schwefelsaurem Eisenoxydul und 123 Thln. schwefelsaurer Magnesia vom specif. Gew. 1,270 durch denselben Strom Eisen galvanoplastisch niederschlug, und das eine der Gläser mit einer von einem starken Strom durchflossenen Spirale umgab, waren die Gewichte der beiderseits niedergeschlagenen Eisenmassen innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler einander vollkommen gleich.

Dass diese Eisenmassen nach dem Anlassen starken temporären

---

[1]) Wild, Bullet. de St. Petersbourg T. VIII, p. 791. 1873*. — [2]) Jamin, Compt. rend. T. LXXVII, p. 1445. 1873*. — [3]) Jegorof, Bullet. de St. Petersb. T. XV, p. 492. 24. Nov. 1870*. — [4]) Jacobi, Pogg. Ann. Bd. CXLIX, S. 341. 1873*; Bullet. de St. Petersb. T. VIII.

Magnetismus annehmen, aber fast keinen permanenten Magnetismus behalten, dürfte mit den Beobachtungen von Beetz nicht übereinstimmen. Nur hart und blau angelassen sollen sie sehr schwach Eisenstückchen an ihren Kanten festhalten.

102. Zu Thl. II, §. 718. Dass die Gesetze für die Stromverzweigung auch für inducirte Ströme gelten, ist auch noch von Trowbridge[1]) durch Beobachtung der Ablenkungen eines mit einer Inductionsspirale verbundenen Galvanometers bei Einfügung von Brückenleitungen bewiesen.

103. Zu Thl. II, §. 767. Sind zwei zusammen gewundene Spiralen von $n$ und $m$ Windungen von kreisförmigem Querschnitt und dem Radius $\varrho$ zu einem Ringe zusammengebogen, dessen mittlerer Radius $R$ ist, so ist nach Gauss[2]) bei Hindurchleiten eines Stromes von der Intensität Eins durch die eine Spirale die in der anderen inducirte elektromotorische Kraft

$$E = 4\pi m n R \left(log. \frac{8R}{\varrho} - \frac{7}{4}\right).$$

Soll die Induction ein Maximum werden, so muss $R = 3{,}22\,\varrho$ sein.

104. Zu Thl. II, §. 802. Zur Messung der Dauer der Inductionsströme lässt Cazin[3]) zwischen zwei Leisten ein Gewicht fallen, welches zwei Metallplatten trägt. Die eine ist unten mit einer Metallspitze versehen, die beim Hinabfallen in Quecksilber taucht, und trägt oberhalb einen Drath, der ebenso, wie das Quecksilber mit den Elektroden eines die primäre Spirale und die Säule enthaltenden Schliessungskreises verbunden ist. Die zweite Metallplatte trägt eine Stahlfeder, die durch einen biegsamen Drath unter Zwischenschaltung eines Galvanometers mit sehr langem Drathgewinde mit einem Punkt des Schliessungskreises verbunden ist. Ein anderer Punkt desselben ist mit einer Metallplatte in Verbindung, die beim Fallen des Gewichtes von der Feder während einer Zeit von 0,0004 Secunden berührt wird. Zwischen beiden Ableitungspunkten kann die Inductionsspirale eingeschaltet werden. Je nach der Höhe der Quecksilbersäule ist die Zeit zwischen der Schliessung dieser Zweigleitung und der Hauptleitung verschieden lang, und so kann der Gang der Induction beobachtet werden.

Hierbei fand Cazin im Wesentlichen die schon bekannten Resultate. Befand sich zwischen den Ableitungspunkten ein gerader Drath, so stieg mit der Zeit der Einschaltung der Ausschlag des Galvanometers bis zu einem Maximum $M$; befand sich eine Spirale dazwischen, so stieg die Intensität erst höher und sank dann wieder bis auf $M$. — Es ist also

[1]) Trowbridge, Silliman's Journ. Mai 1873; Phil. Mag. [4] Vol. XLVI, p. 84. 1873*. — [2]) Gauss' Werke, Bd. V, S. 622. 1867*. — [3]) Cazin, Compt. rend. T. LXXVII, p. 117. Dagegen Blaserna, ibid. p. 1241*.

zunächst eine Oscillation nachgewiesen; die folgenden wurden nicht beobachtet.

105. Zu Thl. II, §. 919. Oeffnet man den Schliessungskreis der inducirenden Spirale des Inductoriums zwischen einer mit Alkohol bedeckten Quecksilberfläche und einer Platinspitze, während letztere mit den Condensatorbelegungen verbunden sind, so bemerkt man im rotirenden Spiegel an der Unterbrechungsstelle 4 bis 5 Fünkchen nach einander, und entsprechend hört man einen Ton im Condensator und im Eisenkern, obgleich das gleichzeitig eingeschaltete Galvanometer einen constanten Strom angiebt. Dieser Ton kann sowohl von der Intermittenz der Schliessung durch das Schwanken der Quecksilberoberfläche bei constanter Stellung der Spitze in Folge der Funkenbildung (vgl. Thl. I, §. 725 u. flgde.), oder durch die Funkenbildung bei wiederholten Entladungen des Condensators, als auch durch die alternirenden Magnetisirungen und Entmagnetisirungen des Eisenkernes bedingt sein.

---

[1]) Cazin, Compt. rend. T. LXXVII, p. 1095. 1873*.

# NAMENREGISTER.

Durch die römischen Ziffern werden die Bände, durch N. die Nachträge, durch die arabischen Ziffern die Paragraphen des Werkes bezeichnet.

## A.

## B.

## D.

## E.

## F.

## H.

## I. J.

## L.

## M.

## N.

## O.

## P.

## T.

## U.



## V.

## W.

# Sachregister.

## Erster Band.

### I. Allgemeine Gesetze der Elektricitätserregung durch Berührung heterogener Körper. Grundgesetze des galvanischen Stromes.

## II. Elektrochemie.

## IV. Wechselbeziehungen zwischen dem Galvanismus und dem mechanischen Verhalten der Körper.

# Zweiter Band.

Erste Abtheilung.

## I. Elektrodynamik.



## II. Elektromagnetismus.

## III. Magnetisches Verhalten aller Körper.

# Zweiter Band.

## Zweite Abtheilung.

## IV. Induction.

## V. Schlusscapitel.

Absolutes Maass der Constanten, Arbeitsleistungen, Theorieen über die Bildung und die Wirkungen des galvanischen Stromes.

**Erstes Capitel.** Zurückführung der Constanten des Stromes auf absolutes Maass.

## Berichtigungen.

---

### Band I.

Seite VI Zeile 7 v. o. lies: Fünftes statt Viertes.
" " " 11 v. o. lies: Sechstes statt Fünftes.
" 254 " 1 v. u. lies: $w_1 : w_2 =$ statt $w_1 : w_2 :$
" 256 " 14 v. o. lies: Fig. 100 statt Fig. 101.
" 257 in der Figur rechts lies: $W_1$ statt $W$.
" 262 Zeile 7 v. o. lies: $630^{mm}$ statt $630^{ctm}$.
" 274 " 2 v. u. lies: Raynaud statt Raynard.
" 284 " 2 v. u. lies: Brester statt Bresten.
" 333 " 33 v. o. lies: $10^{10}$ statt $10^0$.
" — In der Tabelle muss $L$ über der vorletzten Zahlenreihe stehen.
" 341 Zeile 1 v. o. lies: Fünftes Capitel statt Viertes Capitel.
" 388 " 7 v. u. lies: ungeändert statt umgeändert.
" — " 9, 10, 14, 15 v. u. lies: 0,174; 0,028; 0,0337; 0,045 statt 17,4; 2,8; 3,37; 4,5.
" 413 " 1 v. o. lies: Sechstes Capitel statt Fünftes Capitel.
" 598 " 26 v. o. lies: Chlorid statt Cholrid.
" 681 " 7 v. u. lies: §. 452 statt §. 451.
" 685 " 15 und 19 v. u. lies: 1,56 $D$ statt 2,2 $D$.
" 721 " 1 v. o. lies: §. 444 statt §. 443.
" 734 " 19 v. u. lies: l. c. §. 512 statt l. c.
" 846 " 12 v. u. lies: Ammann statt Ausmann.
" 847 " 1 v. o. lies: 11,71 statt 10.71.
" 871 " 10 v. u. lies: VI. statt VII.

### Band II. Abtheilung I.

" 64 " 2 v. o. lies: $cos\,(ds\,ds_1)$ statt $cos$.
" 67 " 9 v. u. lies: auf das statt das.
" 96 " 30 v. o. und 5 v. u. lies: Robison statt Robinson.
" 97 " 3 v. u. lies: Robison statt Robinson.
" 222 " 19 v. o. lies: Fig. 147 S. 253 statt Fig. 147 S. 217.
" 232 " 15 v. o. lies: Fig. 138 statt Fig. 136.
" 314 " 2 v. u. lies: $(2n-3)\,m_{n-1}$ statt $(2n-3)(2n_{n-1}$ . .
" 352 " 2 v. u. lies: Stoletow statt Stolstef.

Seite 386 Zeile 2 v. u. lies: $L-{}^1\!/_2$ statt $L^1\!/_2$.
„ 483 „ 19 v. u. lies: $m = AiS(..$ statt $m = AS(..$
„ 542 „ 31 v. o. lies: Robison statt Robinson.
„ 566 „ 1 v. o. lies: Südpol statt Nordpol.
„ 771 „ 4 v. u. lies im Nenner: $\lambda_0^2$ statt $\gamma_0^2$.

## Band II. Abtheilung II.

„ 115 „ 10 v. u. lies: untersuchen statt vornehmen.
„ 164 lies: §. 838 statt 883.
„ 662 Zeile 2 v. o. lies: Raynaud statt Reynard.